

**Die Geschwindigkeit und die Geschwindigkeitsverteilung
für longitudinale elastische Wellen in der Erdkruste
erschlossen aus Erdbebenaufzeichnungen**

Inaugural — Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Agaibi Gergawi BIKHIT
aus
Kairo — Ägypten
Januar 1962

DIE GESCHWINDIGKEIT UND DIE GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG
FÜR LONGITUDINALE ELASTISCHE WELLEN IN DER ERDKRUSTE
ERSCHLOSSEN AUS ERDBEBENAUFZEICHNUNGEN.

Inaugural - Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt
von
Agaibi Gergawi BIKHIT
aus
Kairo
Ägypten
Januar 1962



- | | |
|----------------------|------------------------|
| 1. Berichterstatter: | Priv.-Doz.Dr.O.Förtsch |
| 2. Berichterstatter: | Prof.Dr.G.Angenheister |

Tag der mündlichen Prüfung: 28.Februar 1962

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Vorwort	
Einführung	1
I. Die für die Neubearbeitung ausgesuchten Beben und ihre bisherige Auswertung	3
II. Die Erdbebenstationen	12
III. Die Auswertemethoden für die $\bar{P}$ -Welle	13
IV. Zusammenfassung	44
V. Änderung der scheinbaren Geschwindigkeit innerhalb der einzelnen Zonen (Schichten) in der Erdkruste	49
VI. Berechnung seismischer Modelle der Erdkruste	54
VII. Mächtigkeit der Erdkruste in Mitteleuropa ..	61
VIII. Zusammenfassung	66
IX. Angeführte Literatur	69

V o r w o r t

Die Anregung zur vorliegenden Arbeit verdanke ich meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Priv.-Doz. Dr. O. Förtsch. Für die vielen nützlichen wissenschaftlichen und persönlichen Hinweise, sowie die gewährte Unterstützung bei der stilistischen Abfassung des Textes möchte ich ihm meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Aufrichtigen Dank schulde ich außerdem meinem sehr verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. G. Angenheister, Vorstand des Instituts für Angewandte Geophysik der Universität München. Seine großzügige Hilfsbereitschaft und seine zahlreichen Ratschläge ermöglichten mir die Anfertigung der Arbeit im Institut.

Nicht minder dankbar bin ich auch Herrn Dr. P. Giese für sein stets freundliches Entgegenkommen bei allen wissenschaftlichen und persönlichen Fragen und Anliegen.

Ferner danke ich allen Lehrern, die mir wertvolles Wissensgut vermittelt haben, und allen Kommilitonen, die mich als ausländischen Studenten bei der Überwindung der besonderen Schwierigkeiten stets freundschaftlich unterstützt haben.

Einführung. Schon bald nachdem man begonnen hat, die Erschütterungen der Erdbeben mittels Seismographen aufzuzeichnen, hat man gefunden, daß es möglich ist, aus den Registrierungen Anhaltspunkte für die Mächtigkeit der Erdkruste und für ihren Aufbau zu gewinnen. A. M o h o r o v i č i ć (1910) hat als erster aus seismischen Beobachtungen die Dicke der Erdkruste für den mitteleuropäischen Raum abgeleitet. C o n r a d (1928) ist es bei der Bearbeitung der Aufzeichnungen des Schwadorfer Bebens vom Jahre 1927 gelungen, neben den bekannten Wellen, die längs der Oberkante des Kristallins bzw. im Liegenden der Erdkruste gelaufen sind, noch eine weitere zu finden, die an einer Grenzfläche innerhalb der Erdkruste geführt worden ist. In der Seismik haben diese Wellen in der gleichen Reihenfolge die Bezeichnungen $\bar{P}$, P_n und P^* erhalten.

Seitdem haben eine Reihe anderer Seismologen weitere Erdbeben des mitteleuropäischen Raumes bearbeitet. Sie haben die gleichen Wellen gefunden und aus deren Laufzeiten die Teufen der Grenzflächen in der Erdkruste bestimmt. Die Dickenangaben und auch die Geschwindigkeitswerte für die einzelnen Zonen variieren bei den einzelnen Autoren in relativ weiten Grenzen, obwohl die Beobachtungen alle im Raum von Mitteleuropa angestellt worden sind. Einige Bearbeiter geben neben den erwähnten Hauptwellen noch eine oder zwei weitere Wellen an, die als Refraktionswellen längs Grenzflächen gelaufen sind.

Wie eben dargelegt, lassen sich die Ergebnisse der heute vorliegenden Nahbebenbearbeitungen, die sich jeweils nur auf ein Erdbeben beziehen, nur unvollkommen zu einem einheitlichen Ganzen zusammenfügen. In dieser Arbeit soll versucht werden, ob es durch eine gemeinsame Bearbeitung mehrerer Beben möglich ist, das Bild vom Aufbau der Erdkruste weiter zu vervollständigen. Es ist von vorneherein klar gewesen, daß für diese Bearbeitung nur Beben herangezogen werden können, die von möglichst vielen mitteleuropäischen Erdbebenstationen registriert worden sind. Desgleichen konnten in der Bearbeitung nur solche Stationen aufgenommen werden, wie später eingehend erörtert wird, an denen

möglichst viele der ausgesuchten Beben registriert worden sind. Trotz dieser Einschränkungen ist es möglich gewesen, aus der Literatur sieben Beben herauszufinden, die für eine gemeinsame Bearbeitung in Frage kommen konnten. Das Beobachtungsmaterial der sieben Beben kann für die Lösung der gestellten Aufgabe als ausreichend betrachtet werden. Die Bebenherde wie die Erdbebenstationen sind über den mitteleuropäischen Raum verteilt, womit irgendwelche regionalen Einflüsse weitgehend ausgeschaltet sein dürften.

Bei der gemeinsamen Bearbeitung der sieben Beben hätte man mit einer Neuauswertung der Registrierungen beginnen können. Dies hätte vielleicht insofern einen Vorteil gebracht, als die Auswertung durch einen Bearbeiter in sich homogener ist. Darauf ist aber absichtlich verzichtet worden, denn es sollte gerade versucht werden, wie weit die vorliegenden Einzelauswertungen sich zu einem Ganzen zusammenfügen lassen.

Im folgenden Abschnitt werden die einzelnen Beben, ihre bisherige Auswertung und die Ergebnisse beschrieben. Anschließend werden nach der Methode der kleinsten Quadrate die in die Laufzeitgleichungen eingehenden Konstanten, wie die Herdzeit und die Geschwindigkeiten der Wellen in den einzelnen Zonen, bestimmt. Dabei wird auch versucht, die Sedimentmächtigkeiten unter den Erdbebenwarten zu erhalten. Es hat sich gezeigt, daß die hier durchgeführte Neubearbeitung nicht nur Aussagen über die Geschwindigkeiten in den verschiedenen Zonen der Erdkruste liefert, sondern auch über deren Änderungen innerhalb derselben.

I. Die für die Neubearbeitung ausgesuchten Beben und ihre bisherige Auswertung.

1) Das Nordtiroler Beben vom 8. Oktober 1930

bearbeitet von H. G r ä f e (1932)

Auf Grund von Registrierungen an 27 Stationen und mit Hilfe der rechnerischen Methoden von I n g l a d a ergeben sich für die Epizentralkoordinaten die Werte:

$$\begin{aligned} \text{Breite } \varphi_H &= 47^\circ 25' \text{ N} \\ \text{Länge } \lambda_H &= 10^\circ 27' \text{ E} \end{aligned}$$

und für die Herdzeit:

$$t_H = 23^h 27^m 7,8^s \text{ MEZ.}$$

Um die Epizentralkoordinaten und die Herdzeit nach der Methode von I n g l a d a zu erhalten, wählt man einen Punkt in der Nähe des Epizentrums zum Ursprung eines rechtwinkligen Koordinatensystems. Die xy-Ebene liegt parallel zur Erdoberfläche. Die Krümmung derselben spielt bei den Entfernungen für Nahbeben noch keine Rolle. Die Lage jeder Station ist durch die Größen x, y, z bestimmt, wobei z die Seehöhe bedeutet. Wir bezeichnen mit $t_1, t_2, \dots, t_n$ die an den Stationen $S_1, S_2, \dots, S_n$ registrierten Eintrittszeiten der $\bar{P}$ -Welle. Die rechtwinkligen Koordinaten der nach zunehmenden Epizentralentfernungen geordneten Stationen seien mit $(x_1, y_1, z_1), (x_2, y_2, z_2), \dots, (x_n, y_n, z_n)$ bezeichnet. t_H sei die Herdzeit des Bebens und (x_0, y_0, z_0) die unbekannten Herdkoordinaten. Die Bedingung, daß die Wellenfläche in den Augenblicken $t_1, t_2, \dots, t_n$ durch die Punkte $S_1, S_2, \dots, S_n$ geht, wird durch die Gleichungen

$$\begin{aligned} (x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2 + (z_1 - z_0)^2 &= v^2 (t_1 - t_H)^2 \\ (x_2 - x_0)^2 + (y_2 - y_0)^2 + (z_2 - z_0)^2 &= v^2 (t_2 - t_H)^2 \\ (x_3 - x_0)^2 + (y_3 - y_0)^2 + (z_3 - z_0)^2 &= v^2 (t_3 - t_H)^2 \\ \vdots &\vdots \\ (x_n - x_0)^2 + (y_n - y_0)^2 + (z_n - z_0)^2 &= v^2 (t_n - t_H)^2 \end{aligned} \quad (1)$$

ausgedrückt, wobei V die Geschwindigkeit der $\bar{P}$ -Welle ist.

Um die Lösung des Gleichungssystems (1) zu vereinfachen, kann man die Koordinaten $z_1, z_2, \dots, z_n$ im allgemeinen vernachlässigen, wenn man die xy -Fläche in eine Niveaufläche legt, die der mittleren Meereshöhe des in Betracht kommenden Gebiets entspricht. Dies ist insofern gerechtfertigt, als für die Bestimmung von x, y und z allgemein nur Stationen herangezogen werden, die dem Epizentrum benachbart sind.

Das Gleichungssystem nimmt folgende einfachere Form an:

$$\begin{aligned}(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2 + z_0^2 &= V^2 (t_1 - t_H)^2 \\(x_2 - x_0)^2 + (y_2 - y_0)^2 + z_0^2 &= V^2 (t_2 - t_H)^2\end{aligned}\quad (2)$$

- - - - -

$$(x_n - x_0)^2 + (y_n - y_0)^2 + z_0^2 = V^2 (t_n - t_H)^2$$

In System (2) läßt sich z_0 durch paarweise Kombination der Gleichungen eliminieren, so daß man Epizentralkoordinaten und Herdzeit getrennt von der Herdtiefe ermitteln kann. Als Unbekannte wird eingeführt $\tau = t_1 - t_H$ und wir setzen:

$$\tau_2 = t_2 - t_1 \quad \tau_3 = t_3 - t_1, \dots, \tau_n = t_n - t_1 \quad \text{ein.}$$

Man bekommt so das lineare System:

$$\begin{aligned}(x_1 - x_2) x_0 + (y_1 - y_2) y_0 - V^2 \tau_2 \tau &= \frac{x_1^2 - x_2^2 + y_1^2 - y_2^2 + V^2 \tau_2^2}{2} \\(x_2 - x_3) x_0 + (y_2 - y_3) y_0 - V^2 (\tau_3 - \tau_2) \tau &= \\&= \frac{x_2^2 - x_3^2 + y_2^2 - y_3^2 + V^2 (\tau_3^2 - \tau_2^2)}{2}\end{aligned}\quad (3)$$

- - - - -

$$\begin{aligned}(x_n - x_{n-1}) x_0 + (y_n - y_{n-1}) y_0 - V^2 (\tau_n - \tau_{n-1}) \tau &= \\&= \frac{x_n^2 - x_{n-1}^2 + y_n^2 - y_{n-1}^2 + V^2 (\tau_n^2 - \tau_{n-1}^2)}{2}\end{aligned}$$

dessen Lösung durch die Methode der kleinsten Quadrate die wahrscheinlichsten Werte der Unbekannten x_0, y_0 und $\tau = t_1 - t_H$ gibt.

Die Epizentraldistanz einer Station ist mit Hilfe der Formel:

$$\Delta_1 = \sqrt{(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2} \quad (4)$$

bestimmt worden.

Setzen wir die Formel (4) in das Gleichungssystem (2) ein, so erhalten wir die Gleichungen:

$$\Delta_1^2 + z_0^2 = v^2 \tau^2 \quad (2a)$$

$$\Delta_2^2 + z_0^2 + v^2 (\tau + \tau_2)^2$$

$$\Delta_3^2 + z_0^2 = v^2 (\tau + \tau_3)^2$$

- - - - -

$$\Delta_n^2 + z_0^2 = v^2 (\tau + \tau_n)^2$$

Daraus kann man die Herdtiefe z_0 berechnen und zwar aus der Formel:

$$z_0 = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n v^2 (t_i - t_0)^2 - \sum_{i=1}^n \Delta_i^2}{n}} \quad (5)$$

wobei n die Anzahl der verwendeten Stationen bedeutet. Nach dieser Methode berechnete sich die Herdtiefe für das Nord-tiroler Beben zu $36 \text{ km} \pm 9 \text{ km}$.

Die berechneten Laufzeiten lassen sich am besten durch folgende Laufzeitgleichungen darstellen:

$$t_{Pn} = (8,5 \pm 0,2) + \frac{\Delta}{8,2 \pm 0,2}$$

$$t_{P*} = (4,6 \pm 0,2) + \frac{\Delta}{6,7 \pm 0,2}$$

$$t_P = (0,9 \pm 0,2) + \frac{\Delta}{5,7 \pm 0,3}$$

wobei t_P die Laufzeit der Welle in sec und Δ die Entfernung vom Epizentrum zur Station in Kilometern ist. Nach diesen

Beziehungen breiten sich die Wellen mit folgenden Geschwindigkeiten aus:

die P_n-Welle: $V_n = 8,2 \pm 0,2 \text{ km/sec}$

die P*-Welle $V^* = 6,7 \pm 0,2 \text{ km/sec}$

die P̄-Welle $\bar{V} = 5,7 \pm 0,3 \text{ km/sec.}$

2) Das Schwadorfer Beben vom 8. Oktober 1927

bearbeitet von V. C o n r a d (1928).

Seismogramme aus 24 verschiedenen Herddistanzen sind untersucht worden. Mit Hilfe der Methode von I n g l a d a konnten hier die Epizentralkoordinaten bestimmt werden zu:

$$\varphi_H = 48^\circ 04' \text{ N} \quad \lambda_H = 16^\circ 35' \text{ E}$$

und die Herzzeit $t_H = 19^h 48^m 55,0^s \text{ MGZ.}$

Die analytischen Ausdrücke für die Laufzeitgeraden der P_n, P* und P̄-Wellen lauten:

$$t_{Pn} = 4,0 + \frac{\Delta}{8,12}$$

$$t_{P^*} = -1,4 + \frac{\Delta}{6,47}$$

$$t_{\bar{P}} = -5,4 + \frac{\Delta}{5,60}$$

Δ ist die Epizentralentfernung in km und t_P ist die Laufzeit in Sekunden.

Danach sind die Geschwindigkeiten der Wellen: 8,12 km/sec bzw. 6,47 km/sec bzw. 5,60 km/sec.

An anderen primären Wellen ist die Welle R_SP̄ gefunden worden, die eine scheinbare Oberflächengeschwindigkeit von 5,87 km/sec besitzt. Es ist angenommen worden, daß diese Welle an der Unterkante der Granitschicht reflektiert worden ist. Außerdem konnte durch die ausgewerteten Einsätze im Laufzeitdiagramm eine weitere Laufzeitkurve gelegt werden. Die sie erzeugende Welle ist mit P_x bezeichnet worden. Sie erfordert eine abermalige Schichtteilung der Erdrinde. Die Laufzeitkurve der P_x Welle verläuft ebenfalls geradlinig und entspricht der Gleichung:

$$t_{Px} = 4,7 + \frac{\Delta}{7,87}$$

Die Geschwindigkeit beträgt 7,87 km/sec.

3) Das Rheinlandbeben vom 13. Dezember 1928
bearbeitet von B. G u t e n b e r g (1929)

Es ist als ein besonderer Glücksfall für die Bestimmung der Herdkoordinaten anzusehen, daß drei Stationen den Beginn der Einsätze dieses Bebens fast zur gleichen Zeit zeigen. Durch Konstruktion von Mittelloten auf die Verbindungslinien der Stationen, die sich dank der günstigen Lage der Erdbebenwarten zueinander recht scharf geschnitten haben, erhielt man unter Berücksichtigung der Unterschiede in den Herdentfernungen, die sich aus den Laufzeitunterschieden und der Geschwindigkeit ergeben einen angenäherten Herd mit den Koordinaten:

$$\varphi = 50^{\circ} 50' \text{ N} \quad \text{und} \quad \lambda = 6^{\circ} 27' \text{ E.}$$

Zur genauen Berechnung wurden von B Gutenberg die von E. W i e c h e r t (1924) angegebenen Formeln für die Herdentfernung angewendet. Die Korrektionsglieder sind dabei so klein, daß sie keinerlei Einfluß haben. Wenn φ_H und λ_H die Herdkoordinaten und B_n und L_n die Koordinaten der Stationen im Bogenmaß sind, so gilt nach E. Wiechert für die Herdentfernungen die Gleichung:

$$\Delta^2 = (B_{n_s} - \varphi_{H_s})^2 + (L_{n_s} - \lambda_{H_s})^2 \cos L_n \cos \lambda_H \quad +)$$

wobei Δ die lineare Herdentfernung in km bedeutet. Die lineare Breite in km ist

$$(B_{n_s} - \varphi_{H_s}) = r_m^{(45)} (B_n - \varphi_H), \text{ wobei } r_m^{(45)} = 6367,59 \text{ km}$$

den Meridiankrümmungsradius für 45° Breite bedeutet. Ebenso ist die lineare Länge in km $(L_{n_s} - \lambda_{H_s}) = r_n^{(45)} (L_n - \lambda_H)$, wobei $r_n^{(45)} = 6389,13 \text{ km}$ den Krümmungsradius quer zum Meridian in 45° Breite bedeutet.

Wir setzen nun $\varphi_H = A + x$, $\lambda_H = C + y$ (x, y sind Korrektionsglieder), ferner angenähert $\cos \lambda_H = \cos C$ und erhalten unter Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung

+) (E. Wiechert schreibt statt $(B_{n_s} - \varphi_{H_s})$: $(B_n - \varphi_H)_s$)

$$\Delta^2 = (B_s - A_s)^2 - 2 x_s (B_s - A_s) + (L_s - C_s)^2 \cos L \cos C - \\ - 2 y_s (L_s - C_s) \cos L \cos C.$$

Setzen wir noch $(B_s - A_s) = b$, $(L_s - C_s) = F$,

$$\cos L \cos C = c$$

so wird $\Delta^2 = b^2 - 2bx_s + cF^2 - 2cFy_s$.

Für 3 Stationen verwendet B. Gutenberg die folgenden Beziehungen:

$$\Delta_2 = \Delta_1 + \gamma_2, \quad \Delta_3 = \Delta_1 + \gamma_3,$$

wobei γ_2 und γ_3 Korrekturglieder sind, also $\gamma_2 \ll \Delta_1$

$$\gamma_3 \ll \Delta_1.$$

somit erhält er 2 Gleichungen für x_s und y_s :

$$2x_s(b_2 - b_1) + 2y_s(F_2 - F_1)c_1 = b_2^2 + F_2^2 c_2 - b_1^2 - F_1^2 c_1 - 2\gamma_2 \Delta_1 - \gamma_3^2$$

$$2x_s(b_3 - b_1) + 2y_s(F_3 - F_1)c_1 = b_3^2 + F_3^2 c_3 - b_1^2 - F_1^2 c_1 - 2\gamma_3 \Delta_1 - \gamma_3^2$$

und unter Benutzung des angenäherten bekannten Wertes für Δ_1 die gesuchten Koorektionen x und y . Es ergaben sich die genauen Herdkoordinaten:

$$\varphi_H = 50^\circ 57' \text{ N}$$

$$\lambda_H = 6^\circ 29' \text{ E.}$$

Die linearen Beziehungen für die Laufzeiten in Sekunden der primären Wellen wurden bestimmt zu:

$$t_{Pn} = 13,5 + \frac{\Delta}{8,25}$$

$$t_P^* = 12,2 + \frac{\Delta}{6,7}$$

$$t_{\overline{P}} = 5,8 + \frac{\Delta}{5,6}$$

Die Herdtiefe hat Gutenberg nach folgender Beziehung berechnet, die sich aus dem Weg der Refraktionswellen ableiten läßt:

$$2d - h = \frac{\Delta \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) - \delta}{\sqrt{\frac{1}{v_1^2} - \frac{1}{v_2^2}}}$$

wobei d = Schichtdicke, h = Herdtiefe, v_1 und v_2 = die Wellengeschwindigkeit in zwei aufeinanderfolgenden Schichten und δ

die Laufzeitdifferenz der direkt gelaufenen und der refraktierten Welle sind. Schreibt man noch die Laufzeitkurven in der Form $a + \frac{\Delta}{v}$, so wird

$$\delta = a_1 - a_2 + \Delta \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right), \text{ und weiter:}$$

$$2d - h = \frac{a_2 - a_1}{\sqrt{\frac{1}{v_1^2} - \frac{1}{v_2^2}}}$$

Hierin stellt a_1 im wesentlichen eine Korrektur für die Herdzeit dar, da die zugehörige Welle längs der oberen Grenzfläche läuft. Daraus wurde die Herdtiefe zu 30 km berechnet.

4) Das Nordbrabanter Beben vom 20. November 1932
bearbeitet von R. G e e s (1937)

Nach der Methode von I n g l a d a ergab sich die Herdzeit zu:

$$t_H = 23^h 36^m 52,4^s \text{ MGZ.}$$

Die Herdtiefe wurde von Gees nach der Formel berechnet:

$$h = \sqrt{\frac{\Delta_2^2 - \Delta_1^2 - v^2 \tau_2^2}{2v\tau_2}} - \Delta_1^2$$

die sich aus den ersten zwei Gleichungen des Gleichungssystems (2a) ableiten läßt. Hierbei bedeuten Δ_1 und Δ_2 die Epizentralentfernungen zweier Stationen in km und τ_2 die Differenz der Eintrittszeiten der $\bar{P}$ -Welle an den beiden Stationen. Aus diesen Stationen ergab sich die mittlere Herdtiefe zu: $h = 27 \text{ km} \pm 6 \text{ km.}$

Die Koordinaten des Epizentrums sind durch Ausgleichungsrechnung bestimmt worden. Sie sind:

$$\varphi_H = 51^\circ 36' \text{ N, } \lambda_H = 5^\circ 27' \text{ E.}$$

Die Gleichungen der Laufzeitgeraden für die einzelnen primären Wellen sind:

$$t_{Pn} = t_0 + (4,1 \pm 0,8) + \frac{\Delta}{7,63}$$

$$t_{P^*} = t_0 + (6,4 \pm 1,4) + \frac{\Delta}{6,42}$$

$$t_{\bar{P}} = t_0 + (0,6 \pm 0,5) + \frac{\Delta}{5,62}$$

wobei die Glieder, die mit $\pm$ bezeichnet sind, die Ungenauigkeit angeben. t_0 bedeutet hier eine angenommene Nullzeit, die in der Nähe der Herdzeit liegt.

Außer diesen Wellen hat G e e s zwei weitere Wellen beobachtet, die ungefähr die gleiche Geschwindigkeit wie die Pn-Welle haben. Sie wurden von ihm mit P'_n und P''_n bezeichnet, wofür die folgenden Beziehungen gelten:

$$t_{P'_n} = t_0 + (5,7 \pm 0,5) + \frac{\Delta}{7,59}$$

$$t_{P''_n} = t_0 + (9,6 \pm 0,8) + \frac{\Delta}{7,72}$$

Diese P'_n und P''_n Wellen sind als Wechselwellen erklärt worden, die einen Teil ihres Weges als P Wellen, einen anderen Teil als S Wellen durchlaufen haben.

5) Das Süddeutsche Beben vom 16. November 1911

bearbeitet von H. J e f f r e y s (1926)

Die Koordinaten des Epizentrums sind bestimmt worden zu:

$$\varphi_H = 48^\circ 19' N, \quad \lambda_H = 9^\circ 7' E \pm 3'.$$

Die Ausdrücke von J e f f r e y s für die Laufzeitgeraden der primären Wellen sind:

$$t_{P_n} = - 4 + \frac{\Delta}{7,80}$$

$$t_{P^*} = - 9 + \frac{\Delta}{6,20}$$

$$t_{\overline{P}} = - 10 + \frac{\Delta}{5,60}$$

6) Das Emotskier Beben vom 15. März 1923

bearbeitet von E. T i l l o t s o n (1931).

Die von T i l l o t s o n verbesserten Herdkoordinaten sind: $\varphi_H = 43^\circ 37,8' N, \quad \lambda_H = 16^\circ 47,4' E.$

Die von ihm errechneten Gleichungen für die Laufzeiten der longitudinalen Wellen sind:

$$t_{P_n} = 14,24 \Delta^* - \left(\frac{\Delta^*}{10}\right)^3$$

$$t_{P^*} = - 2,5 + 17,63 \Delta^* - 1,2 \left(\frac{\Delta^*}{10}\right)^3$$

$$t_{\overline{P}} = - 4,5 + 20,19 \Delta^* - 1,50 \left(\frac{\Delta^*}{10}\right)^3$$

*
 Δ wird hier in Bogengraden angegeben. Die Geschwindigkeit der Wellen sind: $V_n = 7,80$, $V^* = 6,30$, $\bar{V} = 5,50$ km/sec. Bei diesem Fall wurde von T i l l o t s o n die Herdzeit angenommen zu

$$t_H = 5^h 40^m 30,0^s \text{ MGZ.}$$

Die Herdtiefe hat er zu 12 km unter der Kristallinoberkante berechnet.

7) Das Beben bei Consiglio vom 18. Oktober 1936
 bearbeitet von P. C a l o i (1938).

Die Koordinaten des Epizentrums und die Herdzeit sind bestimmt worden zu:

$$\varphi_H = 46^\circ 6,2' \text{ N}, \lambda_H = 12^\circ 26,5' \text{ E},$$

$$t_H = 03^h 10^m 01,6^s \text{ MEZ.}$$

Die gleichungen der Laufzeitgeraden für die einzelnen primären Wellen sind:

$$t_{P_n} = (11,04 \pm 0,36) + \frac{\Delta}{8,00 \pm 0,04}$$

$$t_{P^*} = (6,8 \pm 0,5) + \frac{\Delta}{6,61 \pm 0,04}$$

$$t_{\bar{P}} = (1,7 \pm 0,4) + \frac{\Delta}{5,70 \pm 0,04}$$

hierbei ist Δ wieder in km gemessen.

Außer diesen Wellen hat C a l o i noch zwei weitere Wellen beobachtet, die er mit Px_1 und Px_2 bezeichnet und wofür er die folgenden Beziehungen aufstellte:

$$t_{Px_1} = (12,0 \pm 0,3) + \frac{\Delta}{7,86 \pm 0,05}$$

$$t_{Px_2} = (12,3 \pm 0,4) + \frac{\Delta}{7,66 \pm 0,06}$$

II. Die Erdbebenstationen.

Für den Zweck dieser Arbeit ist es, wie bereits erwähnt, erforderlich, daß alle Bebenstationen, von denen Registrierungen für die Neubearbeitung verwendet werden, in Mitteleuropa liegen. Aus allen in Frage kommenden Stationen, an denen Registrierungen von einem oder mehreren der sieben Beben erhalten worden sind, sind nur diejenigen ausgewählt worden, von denen mindestens drei geeignete Registrierungen vorliegen. Wie sich später zeigen wird, hätte die Berücksichtigung von Stationen mit nur einer oder zwei Registrierungen nur die Arbeit vermehrt, aber die Ergebnisse nicht verbessert. Von 15 Stationen liegen drei und mehr brauchbare Aufzeichnungen der 7 Beben vor. Es sind dies: De Bilt (Holland), Heidelberg, Hohenheim, Göttingen, München, Ravensburg, Jena (Deutschland), Paris, Straßburg (Frankreich), Zagreb (Jugoslawien), Graz, Wien (Österreich), Neuchâtel, Zürich (Schweiz) und Uccle (Belgien) (siehe Abb.1).

In der Tabelle 1 sind die Laufzeiten der verschiedenen primären Wellen der sieben Beben für die 15 Stationen zusammengestellt worden. Die Güte der Einsätze ist in der üblichen Weise charakterisiert worden: (i) bedeutet einen auffallenden Einsatz (impetus-Einsatz), (e) einen unscharfen Anfang des Einsatzes (emersio-Einsatz) und (?) einen unsicheren fraglichen Einsatz.

Die angegebenen Laufzeiten in Sekunden sind die Differenzen zwischen den Ankunftszeiten der Einsätze und den bereits errechneten bzw. angenommenen Herdzeiten, falls in den Publikationen keine Herdzeit für das betreffende Beben berechnet oder angegeben ist. Das Symbol Δ bedeutet die Entfernung in km zwischen dem Epizentrum des Bebens und der Station. Alle Epizentralentfernungen der Stationen liegen im Bereich von 60 - 1220 km; deshalb werden die sieben Beben als Nahbeben betrachtet.

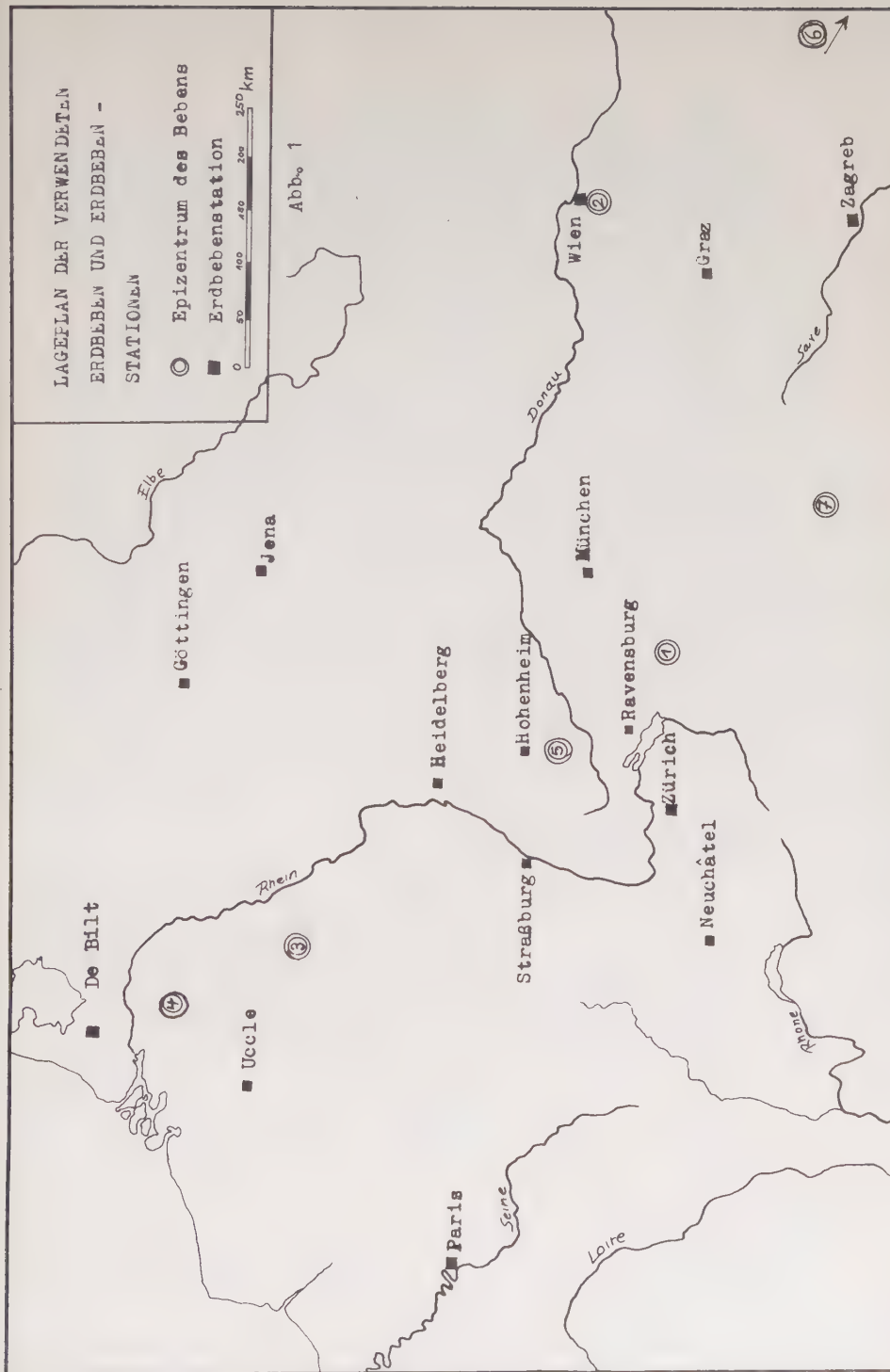
$\bar{P}$ ist die Phase einer Longitudinal-Welle, die den obersten kristallinen Bereich durchlaufen hat, P^* die Phase der primären Welle, die an der Oberkante der Conrad-Schicht (Basalt) entlang gelaufen ist und P_n ist die Welle, die sich

LAGEPLAN DER VERWENDETEN
ERDBEBEN UND ERDBEKEN -
STATIONEN

- Epizentrum des Bebens
■ Erdbebenstation

0 80 160 240 280 km

Abb. 1



entlang der Mohorovičić-Diskontinuität fortgepflanzt hat. Außerdem sind in der Tabelle noch weitere Laufzeiten verschiedener bisher unbekannter Einsätze angegeben, die von den Verfassern nicht weiter verwendet worden sind.

III. Die Auswertemethoden für die $\bar{P}$ - Welle.

Bisher wurde jedes Beben für sich allein bearbeitet, wobei pro Beben im Durchschnitt die Registrierungen von etwa 15 Stationen verwendet wurden. In dieser Arbeit sollen aber alle Beben zusammen bearbeitet werden.

Wir betrachten ein Nahbeben, dessen Herdgebiet in der oberen kristallinen Zone liegt. Um zu vereinfachen, betrachtet man das Herdgebiet punktförmig. Wir bezeichnen den Herd mit H und seine Tiefe von der Erdoberfläche mit h. E sei das Epizentrum auf der Erdoberfläche und S eine Erdbebenstation (siehe Abb.2), die vom Epizentrum den Abstand Δ (km) besitzt. Wenn die Erdoberfläche als eben betrachtet wird, dann lautet die Laufzeitgleichung des seismischen Stoßstrahles der $\bar{P}$ - Welle vom Herd H bis zur Station S:

$$t_{\bar{P}} = \frac{\sqrt{\Delta^2 + h^2}}{v_{\bar{P}}} + k$$



Abb.2. Stoßstrahlenverlauf der $\bar{P}$ -Welle

wobei $t_{\bar{P}}$ die Laufzeit der $\bar{P}$ -Welle, $v_{\bar{P}}$ ihre Geschwindigkeit im Kristallin und k die Verzögerung der Laufzeit wegen der geringeren Geschwindigkeit der $\bar{P}$ - Welle in den Sediment-Schichten unter der Station S ist. Wenn τ die Herdzeit ist, dann ist die gemessene Ankunftszeit $T_{\bar{P}}$ (eines $\bar{P}$ Einsatzes) an der Station S:

$$T_{\bar{P}} = t_{\bar{P}} + \tau = \tau + \frac{\sqrt{\Delta^2 + h^2}}{v_{\bar{P}}} + k \quad (I)$$

T a b e l l e 1

Laufzeiten der Einsätze der sieben Erdbeben in Sekunden

Erd- beben	Erdbeben- station	Entfer- nung km	Laufzeit der P-Welle	Laufzeit der P*-Welle	Laufzeit der P _n -Welle	Laufzeit sonstiger Einsätze ^{x)}
8.Okt. 1930	Göttingen	462,8	82,1 ⁺	72,6	64,5	
	Graz	359,4	61,7	57,8	51,5	
	Heidelberg	264,5	47,2 ⁺			
	Hohenheim	182,2	32,0	33,6	29,9	
	Jena	396,5	70,2	63,1	56,0	
	München	105,9	19,3 ⁺			
	Neuchâtel	289,4	49,0		42,4	
	Ravensburg	91,4	17,4			
	Straßburg	255,4	45,8 ⁺	43,0		
	Wien	433,9	76,1		60,5	
8.Okt. 1927	Zagreb	441,9	77,5	71,5	61,5	
	Zürich	160,1	28,6 ⁺	30,2	27,8	
	Göttingen	612,0	110,4 ⁺	99,9	86,0	
	Graz	139,0	27,0 ⁺		27,5	
	Hohenheim	555,0	100,2 ⁺	92,0	78,7	
	Jena	481,0	86,3	79,7	71,9	
	München	369,0	66,9	62,6		
	Neuchâtel	733,0	132,4 ⁺	119,9	100,3	
	Wien	26,0	8,5			
	Zürich	804,0	108,8 ⁺	97,9	86,0	
13.Dez. 1928	Göttingen	247	e 48,8	e 48,8	i 43,5	
	Hohenheim	321			i 52,5	
	Jena	358	i 69,7 ⁺	e 66,5	e 56,9	
	Neuchâtel	440	e 84,8		e 66,8	i 70,9
	Paris	372	i 74,0 ⁺	i 66,0	e 59,0	
	Straßburg	279		e 53,6		
	Zürich	426		e 75,6	i 65,2	
	Uccle	152				i 33,0
	De Bilt	157				i 33,9

^{x)} Unter sonstige Einsätze sind solche verstanden, die von den Autoren angegeben, aber keiner Welle zugeordnet worden sind.

T a b e l l e 1

Fortsetzung

Erd- beben	Erdbeben- station	Entfer- nung km	Laufzeit der P -Welle	Laufzeit der P* -Welle	Laufzeit der P _n -Welle	Laufzeit sonstiger Einsätze
20.Nov. 1932	De Bilt	58,5 i	11,5			
	Göttingen	316,0 i	56,6	i 55,2	e 45,7	i 50,9
	Heidelberg	337,4 i	59,4			
	Jena	437,1 i	77,4	75,6		
	Neuchâtel	522,0			i 72,4	i 77,5
	Paris	375,3	68,7 ⁺	63,0		i 82,5
	Straßburg	373,9			e 52,6	i 59,8
	Uccle	116,3 i	21,3			
	Wien	870,5	155,6 ⁺		e 119,0	
	Zürich	521,9	94,5		e 72,8	e 80,2
	München	586,4				i 90,4
16.Nov. 1911	De Bilt	527	92,5			
	Göttingen	365	64,5	61,5	52,5	
	Graz	493	90,5 ⁺	84,5	72,5	
	Heidelberg	123	22,5			
	Hohenheim	45	14,5			
	Jena	342	62,5 ⁺	56,5	51,5	
	München	185	34,2		32,5	
	Neuchâtel	225	41,0		35,5	
	Paris	493	91,5	74,5	69,5	
	Straßburg	104	21,1 ⁺			
	Uccle	441	76,5	62,5	59,5	
	Wien	537	99,5	88,5	76,5	
	Zürich	113	22,5 ⁺			
	Zagreb	589	101,5	92,5	80,5	
5.März. 1923	De Bilt	1276,5	225 ⁺	198	162	
	Heidelberg	943,5	159 ₊	147	120	
	Paris	1221,0	216	191	156	
	Straßburg	888,0	156	138	113	
	Uccle	1221,0	216	191	156	
	Wien	521,7	89	80	67	
	Zürich	765,9	134 ⁺	119	98	

T a b e l l e 1

Fortsetzung

Erd- beben	Erdbeben- station	Entfer- nung km	Laufzeit der P -Welle	Laufzeit der P* -Welle	Laufzeit der P _n -Welle	Laufzeit sonstiger Einsätze
18.Nov. 1936	De Bilt	849			e 118,8	
	Göttingen	631	? 112,2	102,2	88,4	
	Graz	255	46,7		i 40,7	i 42,6
	Jena	540	96,3 ⁺	88,4	76,0	i 82,6
	Neuchâtel	429	75,6	i 71,6	64,7	i 68,4
	Ravensburg	283	50,3		e 47,2	i 48,1
	Straßburg	446	81,1 ⁺	i 75,0	i 66,7	i 70,1
	Wien	381	67,7	64,4	i 58,6	
	Zagreb	274	i 49,4		i 45,0	i 46,3
	Zürich	325	58,4 ⁺	55,8	52,0	54,2

Zusammenhang zwischen k und der Sedimentdicke.

Um die Größe von k zu berechnen, haben wir in der obigen Gleichung angenommen, daß die $\bar{P}$ -Welle an der Granitoberfläche nicht refraktiert worden ist, d.h. daß sich der Stoßstrahl HS (siehe Abb.3) mit der Geschwindigkeit $V_{\bar{P}}$ durch die Sedimentschicht fortpflanzt. Der wahre Weg der $\bar{P}$ -Welle aber ist der Weg HcS. Deshalb ist die Abweichung k die Differenz zwischen den Wegen HS und HcS. In der Abbildung ist cb das Lot von c auf HS. Weil die Station S sehr weit vom Herd H entfernt ist, wird der Winkel cHS so klein, daß in erster Näherung Hb = Hc ist. Außerdem kann man aus dem Dreieck HcS ersehen, daß der Winkel bSc = $i_g - r_s$ ist, wobei i_g der Einfallswinkel des Strahles Hc auf die Oberkante der Granitschicht und r_s der entsprechende Refraktionswinkel im Sediment ist. Daraus folgt:

$$k = \frac{cS}{V_s} - \frac{bS}{V_{\bar{P}}}$$

wobei V_s die Geschwindigkeit der refraktierten $\bar{P}$ -Welle im Sediment unter der Station ist.

Aus der Figur ersieht man,

$$\begin{aligned} k &= \frac{cS}{V_s} - \frac{cS \cos(i_g - r_s)}{V_{\bar{P}}} \\ &= cS \left[\frac{1}{V_s} - \frac{\cos(i_g - r_s)}{V_{\bar{P}}} \right] \\ &= \frac{D_s}{\cos r_s} \left[\frac{1}{V_s} - \frac{\cos(i_g - r_s)}{V_{\bar{P}}} \right] \text{ ist,} \end{aligned}$$

wobei D_s die Dicke des Sediments unter der Station S bedeutet.

$$\begin{aligned} \frac{V_s}{V_{\bar{P}}} &= \frac{\sin r_s}{\sin i_g} \quad (1) \\ k &= \frac{D_s}{\cos r_s \cdot V_s} \left[1 - \frac{\sin r_s (\cos i_g \cos r_s + \sin i_g \sin r_s)}{\sin i_g} \right] \\ &= \frac{D_s}{\cos r_s \cdot V_s} (1 - \sin r_s \cos r_s \operatorname{ctg} i_g - \sin^2 r_s) \\ &= \frac{D_s}{V_s} (\cos r_s - \sin r_s \operatorname{ctg} i_g). \end{aligned}$$

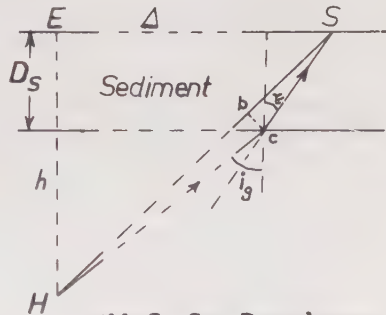


Abb.3 Zur Berechnung der Konstante k

Da aber $\operatorname{tg} i_g \approx \frac{\Delta}{h}$, wird (2)

$$k = \frac{D_s}{V_s} \left(\cos r_s - \sin r_s \frac{h}{\Delta} \right) \quad (3a)$$

Der Refraktionswinkel ist aber ziemlich klein und außerdem ist die Herdtiefe h sehr klein im Verhältnis zur Entfernung Δ , besonders wenn die Station weit entfernt ist. Das Glied $\sin r_s \cdot \frac{h}{\Delta}$ kann dann vernachlässigt werden. Eine Abschätzung folgt im nächsten Abschnitt. Daraus folgt:

$$k = \frac{D_s}{V_s} \cos r_s \quad (3b)$$

Ist die Art des sedimentären Gesteins unter der Station, d.h. seine mittlere Longitudinalgeschwindigkeit und k bekannt, dann ist es möglich, die Mächtigkeit des Sediments aus der Gleichung (3b) zu berechnen.

Variation von k mit der Epizentralentfernung.

Um die Änderung des Wertes für eine Station bei verschiedenen Erdbeben zu untersuchen, muß der Term $\cos r_s$ in der Gleichung (3b) näher betrachtet werden. Die Entfernung einer Station ändert sich bei Nahbeben im Bereich von 120 km bis 1200 km. Werden die mittleren Geschwindigkeiten im oberen Kristallin und im Sediment zu 5,6 km/sec bzw. 3,0 km/sec angenommen, dann können die Einfallswinkel im Granit i_g und die Refraktionswinkel r_s im Sediment unter der Station aus den Formeln (1) und (2) berechnet werden. In der folgenden Tabelle sind die Werte zusammengestellt:

Entfernung km	Einfallswinkel	Refraktionswinkel	$\cos r_s$
120	80°	$31,8^\circ$	0,8499
1200	89°	$32,4^\circ$	0,8444

Bei dieser Betrachtung ist die Herdtiefe zu 10 km von der Erdoberfläche ab gerechnet angenommen worden. Nach der Tabelle ist die Änderung in $\cos r_s$ in dem Bereich von 120 km bis 1200 km in der Größenordnung von 0,0055.

Wenn auch das vernachlässigte Glied der Formel (3a) auf den Absolutbetrag von k keinen nennenswerten Einfluß ausübt, so darf man es bei der Betrachtung der Änderung

von k mit der Entfernung nicht unberücksichtigt lassen.
Es ist nämlich für

$$\Delta = 120 \text{ km} \quad \sin r_s \frac{h}{\Delta} = 0,0439$$

$$\Delta = 1200 \text{ km} \quad \sin r_s \frac{h}{\Delta} = 0,0045.$$

Die Änderung, die durch dieses Glied verursacht wird, ist demnach: $- 0,0384$. Die Änderung von k insgesamt beträgt $- 0,0394 + 0,0055 = 0,0339$. Gegenüber dem Wert von $\cos r_s$ macht die Änderung rund 4% aus. Der Wert von k liegt in der Größenordnung 1 sec. Die Genauigkeit der Bestimmung der Laufzeiten liegt bei 0,1 bis 0,2 sec. Daraus folgt, daß wir k als unabhängig von der Epizentralentfernung ansehen können. Die obige Vernachlässigung ist gerechtfertigt. Nach Formel (3b) ist k praktisch nur von der Dicke der Sedimente und der Longitudinalgeschwindigkeit in ihnen abhängig, d.h. nur von den örtlichen Eigenschaften des Untergrundes unter jeder Station.

Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate.

Gleichung I (S.13) beschreibt die Ankunftszeiten der $\bar{P}$ -Welle. Da für die Ermittlung der gesuchten Größen h , $V_{\bar{P}}$, k und τ mehr beobachtete Ankunftszeiten $T_{\bar{P}}$ vorliegen als zur Lösung erforderlich sind, empfiehlt es sich, die gesuchten Größen durch Ausgleichung mittels der Methode der kleinsten Quadrate zu ermitteln. Da die Ausgleichung nur für lineare Beziehungen möglich ist, ist Gleichung I durch Einführung von Näherungswerten und Entwicklung der Funktion nach einer Taylor-Reihe, wobei nach den ersten Gliedern bereits abgebrochen wird, in eine lineare Form überzuführen. Wir schreiben:

$$\tau = \tau_0 + \delta\tau, \quad h = h_0 + \delta h, \quad V_{\bar{P}} = V_{0\bar{P}} + \delta V_{\bar{P}} \quad \text{und} \quad k = k_0 + \delta k,$$

wobei τ_0 , h_0 , $V_{0\bar{P}}$ und k_0 Näherungswerte für τ , h , $V_{\bar{P}}$ und k , und $\delta\tau$, δh , $\delta V_{\bar{P}}$, δk ihre Verbesserungen darstellen. Ist v (nicht zu verwechseln mit $V_{\bar{P}}$, V_0 usw.) die Verbesserung der Ankunftszeit $T_{\bar{P}}$ und sind die Näherungswerte so gut gewählt, daß die höheren Ableitungen der Taylor-Entwicklung vernachlässigt werden können, dann lautet die Fehlergleichung der $\bar{P}$ -Welle:

$$T_{\overline{P}} + v = T_{0\overline{P}} + \left(\frac{\partial T_{\overline{P}}}{\partial \tau}\right)_0 \delta \tau + \left(\frac{\partial T_{\overline{P}}}{\partial V_{\overline{P}}}\right)_0 \delta V_{\overline{P}} + \left(\frac{\partial T_{\overline{P}}}{\partial k}\right)_0 \delta k + \left(\frac{\partial T_{\overline{P}}}{\partial h}\right)_0 \delta h$$

worin:

$$T_{0\overline{P}} = \tau_0 + \frac{\sqrt{\Delta^2 + h_0^2}}{V_{0\overline{P}}} + k_0,$$

$$\left(\frac{\partial T_{\overline{P}}}{\partial \tau}\right)_0 = 1 = a,$$

$$\left(\frac{\partial T_{\overline{P}}}{\partial V_{\overline{P}}}\right)_0 = -\frac{\Delta}{V_{0\overline{P}}^2} \sqrt{1 + \frac{h_0^2}{\Delta^2}} = b,$$

$$\left(\frac{\partial T_{\overline{P}}}{\partial k}\right)_0 = 1 = c,$$

$$\left(\frac{\partial T_{\overline{P}}}{\partial h}\right)_0 = \frac{h_0}{V_{0\overline{P}}} \left(1 + \frac{h_0^2}{\Delta^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = d \quad \text{sind.}$$

Setzen wir noch $T_{0\overline{P}} - T_{\overline{P}} = -F$, so erhalten wir die umgeformte Fehlergleichung:

$$v = a \delta \tau + b \delta V_{\overline{P}} + c \delta k + d \delta h - F$$

Für ein Erdbeben und mehrere Stationen erhält unter der Annahme, daß die Geschwindigkeit der $\overline{P}$ - Welle auf allen Wegen gleich bleibt, die Fehlergleichung die Form:

$$v_j = a \delta \tau + b_j \delta V_{\overline{P}} + c \delta k_j + d_j \delta h - F_j$$

wobei j die Nummer der Station ist. Wenden wir diese Gleichung für mehrere Beben an und berücksichtigen wir, daß k bzw.

δk für die gleiche Station von den verschiedenen Beben unabhängig ist, an, so erhalten wir die Fehlergleichung:

$$v_{ij} = a \delta \tau_i + b_{ij} \delta V_{\overline{P}} + c \delta k_j + d_{ij} \delta h_i = F_{ij} \quad (4)$$

wobei i die Nummer des Bebens ist. Als Näherungswerte sind folgende Zahlen angenommen worden:

$$\tau_0 = 0$$

$$V_{0\overline{P}} = 5,91716 \text{ km/sec}^+$$

$$k_0 = 0 \text{ sec}$$

$$h_0 = 10 \text{ km unter der Erdoberfläche.}$$

Als erste Näherung wird also angenommen, daß alle Bebenherde unter der Kristallinoberkante liegen.

⁺) Die letzten 3 Dezimalen wurden nur aus technischen Gründen mitgenommen.

Der Betrag des Koeffizienten d_{ij} ist aber im Verhältnis zu den Beträgen der anderen Koeffizienten so klein, besonders wenn Δ groß ist, daß man ihn vernachlässigen kann (siehe folgende Tabelle).

Erdbeben	Entfernung Δ km	Koeffizient		
		$ b_{ij} $	$ d_{ij} $	$ F_{ij} $
8.Okt. 1930	106,1	4,5820	0,0106	1,4902
8.Okt. 1927	369	10,5429	0,0046	4,5161
13.Dez. 1928	440	12,5703	0,0038	10,4208
20.Nov. 1932	870,5	24,8637	0,0019	8,4753
13.März 1923	1221	34,8742	0,0014	9,6441

Die Fehlergleichung (4) erhält dann die Form:

$$v_{ij} = a \cdot \delta \tau_i + b_{ij} \cdot \delta V_F + c \cdot \delta k_j - F_{ij} \quad (5)$$

Man schreibt einfacher x, y, z statt $\delta \tau_i, \delta V_F$ und δk_j , dann erhält die Fehlergleichung (5) die einfache allgemein übliche Gestalt:

$$v = a_m x + b_m y + c_m z - F_m ; \quad m = 1, 2, 3, \dots n$$

n = Anzahl aller Bestimmungsgleichungen.

Bezeichnet man die Zahl der Unbekannten x, y, z --- mit u , so liegt eine Überbestimmung vor, wenn n größer als u ist.

Aus der Bedingung, daß die Summe der Fehlerquadrate ein Minimum wird, ergeben sich die Normalgleichungen (siehe G r o ß m a n 1954):

$$[aa] \quad x + [ab] \quad y + [ac] \quad z - [aF] = 0$$

$$[ab] \quad x + [bb] \quad y + [bc] \quad z - [bF] = 0$$

$$[ac] \quad x + [bc] \quad y + [cc] \quad z - [cF] = 0$$

Die Normalgleichungen werden in der Regel mit einem von C.F. G a u s s angegebenen Algorithmus aufgelöst. Die Lösung des Normalgleichungssystems mit dem Reduktionsverfahren führt zur letzten Gleichung:

$$\begin{aligned} [aa] \quad x + [ab] \quad y + [ac] \quad z - [aF] &= 0 \\ [bb.1] \quad y + [bc.1] \quad z - [bF.1] &= 0 \\ [cc.2] \quad z - [cF.2] &= 0 \end{aligned}$$

wobei $[bb.1] = ([bb] - \frac{[ab][ab]}{[aa]})$ Analoges gilt für $[bc.1]$ und $[bF.1]$
 und $[cc.2] = ([cc.1] - \frac{[bc.1][bc.1]}{[bb.1]})$ Analoges gilt für $[cF.2]$

Hieraus kann man die Unbekannten z, y, x berechnen.

Um die Rechnung gegen Rechenfehler zu schützen werden zahlreiche Proben mitgeführt. Zur Prüfung der Normalgleichungskoeffizienten dient die Beziehung:

$[aa] + [ab] + [ac] - [aF] = [aS]$ u.s.w.
 wobei $S_m = a_m + b_m + c_m - F_m$ ($m = 1, 2, \dots, n$)

Zur Sicherung der Reduktion werden die Summenglieder während des ganzen Rechenvorgangs mitgeführt und in derselben Weise reduziert.

Kontrolle der Unbekannten.

Die Prüfung der Unbekannten x, y, z , --leistet am einfachsten die Gleichung (siehe G r o ß m a n 1954):

$- aF x - bF y - cF z + \dots + FF = vv = FF.n$
 wobei n die Zahl der Unbekannten bzw. der Verbesserungen ist.

Ausgleichung der $\bar{P}$ - Welle:

Nach dem Vorhergehenden lautet die Fehlergleichung der $\bar{P}$ - Welle für verschiedene Beben und Stationen:

$$v_{ij} = a \delta \tau_1 + b_{ij} \delta v_{\bar{P}} + c \delta k_j - F_{ij}$$

und unter Berücksichtigung daß $a = c = 1$ ist, wird

$$v_{ij} = \delta \tau_1 + b_{ij} \delta v_{\bar{P}} + \delta k_j - F_{ij}$$

wobei i die Nummer des Bebens, j die Nummer der Station ist. Wenden wir die Gleichung auf die sieben Beben und die 15 Stationen an, dann erhalten wir als Unbekannte 7 Werte für $\delta \tau_1$ (die Verbesserung in den Herdzeiten), 15 Werte für die Verbesserungen der Sediment-Zeitkonstante δk_j und eine Unbekannte für die Verbesserung der Geschwindigkeit der $\bar{P}$ -Welle ($\delta v_{\bar{P}}$). Es sind also insgesamt 23 Unbekannte. Zu jedem Einsatz der $\bar{P}$ -Welle, die schon vorher von einzelnen Autoren betrachtet worden ist, gehört eine Fehlergleichung. Entsprechend 58 Einsätzen der $\bar{P}$ -Welle sind 58 Fehlergleichungen mit 23 Unbekannten mit Hilfe des Gauss'schen Verfahrens zu lösen gewesen. Die Proben sind auch bei der Ausgleichsrechnung mitgeführt worden, um Rechenfehler zu vermeiden. Nach ihrer Kontrolle

haben sich 23 Unbekannte ergeben, die in der Tabelle (2) aufgeführt sind. Die verbesserte Geschwindigkeit der $\bar{P}$ -Welle in der ersten kristallinen Zone beträgt 5,64 km/sec. Es ist auch zu bemerken, daß es unter den 15 Werten für die Sedimentkonstanten (Σk_j bzw. k_j) 10 gibt, die negativ sind. Man kann dies wohl so erklären, daß die Gleichung I der Ankunftszeiten der betrachteten $\bar{P}$ -Welle nicht für alle beobachteten Ankunftszeiten zutreffend ist. Mit anderen Worten, manche Einsätze gehören nicht zur $\bar{P}$ -Welle, sondern zu einer anderen Welle, die längs eines anderen Weges mit größerer Geschwindigkeit gelaufen ist.

Die in den oben erwähnten Publikationen als $\bar{P}$ -Einsätze bezeichneten Einsätze sind demnach in zwei Gruppen zu unterteilen, von denen jede einer anderen Welle zuzuordnen ist. In Abb. 4 sind die von den Autoren angegebenen Laufzeiten der Einsätze der $\bar{P}$ -Welle in Abhängigkeit von der Epizentralentfernung aufgetragen worden. Die eingezeichneten Punkte weisen aber untereinander eine so große Streuung auf, daß die Aufteilung der Einsätze in zwei Gruppen sich nicht sicher durchführen läßt. Aus den durch die gemeinsame Ausgleichung aller Beben neu errechneten Herdzeiten und den angegebenen Laufzeiten der Einsätze der $\bar{P}$ -Welle sind verbesserte Laufzeiten derselben berechnet und in einem Laufzeitdiagramm der Abb. 5 gegen die Epizentralentfernung aufgetragen worden. Aus der Abbildung ersieht man, daß die eingezeichneten Punkte sich um zwei Gerade anordnen, die zwei voneinander unabhängigen Wellen entsprechen. Wir wollen diese mit P_1 und P_2 bezeichnen.

Die $\bar{P}_1$ - Welle:

Die meisten der als $\bar{P}$ -Welle ausgewerteten Einsätze gehören der $\bar{P}_1$ -Welle an. Sie werden durch eine Gerade repräsentiert. Es wurde angenommen, daß die $\bar{P}_1$ -Welle denselben Weg wie die P-Welle durchläuft, d.h. die $\bar{P}$ -Welle gehorcht derselben Gleichung (I) der Ankunftszeit wie die der $\bar{P}$ -Welle. Deshalb gilt für die $\bar{P}_1$ -Welle die Gleichung:

$$T_{\bar{P}_1} = \tau + \frac{\sqrt{\Delta^2 + h^2}}{v_{\bar{P}_1}}$$

Tabelle 2

Erdbeben- station	Sedimentkonstante k_j aus der		Z e i t g l i e d e r A_j +						
	$\overline{P}$ -Welle sec	P_1 -Welle sec	$\overline{P}_2$ -Welle sec	P_1^* -Welle sec	P_2^* -Welle sec	P_{n1} -Welle sec	P_{n2} -Welle sec		
De Bilt	- 1,0036	+ 0,320	++						
Göttingen	- 0,9911	+ 0,012		2,6876	6,0863		11,8244		
Gras	- 0,3226	+ 0,809		3,5074	6,2567	8,3617	11,6753		
Heidelberg	- 0,9696	+ 0,419							
Hohenheim	+ 1,1365	+ 0,012			6,9402				
Jena	- 0,6070	- 0,398		3,6780	6,2625	8,7083			
München	- 0,7300	+ 0,744			7,2898				
Neuchâtel	- 0,4642	+ 0,261		4,0115	7,8721	7,9474	12,2876		
Paris	+ 1,3732	+ 1,154		4,3922	5,7385	8,5835			
Ravensburg	+ 0,0575								
Straßburg	+ 0,5268	+ 0,741		3,1705	6,4038	8,7403	12,9584		
Uccle	- 1,0904	+ 1,215							
Wien	- 0,0213	- 0,506		3,8741			12,4460		
Zagreb	- 1,9483	+ 0,072		2,7917	7,1770	8,3001			
Zürich	+ 0,0168	+ 0,267		2,7641	6,8354	8,3959	12,0616		

+) Definition des Begriffes Zeitglied siehe S.30

++) Über die Bedeutung des positiven und negativen Vorzeichens siehe S.23 und S.26

N.B. Nur die beiden ersten Dezimale hinter dem Komma haben Bedeutung. Die übrigen Dezimale wurden lediglich der Vollständigkeit halber aufgeführt.

Tabelle 2
Fortsetzung

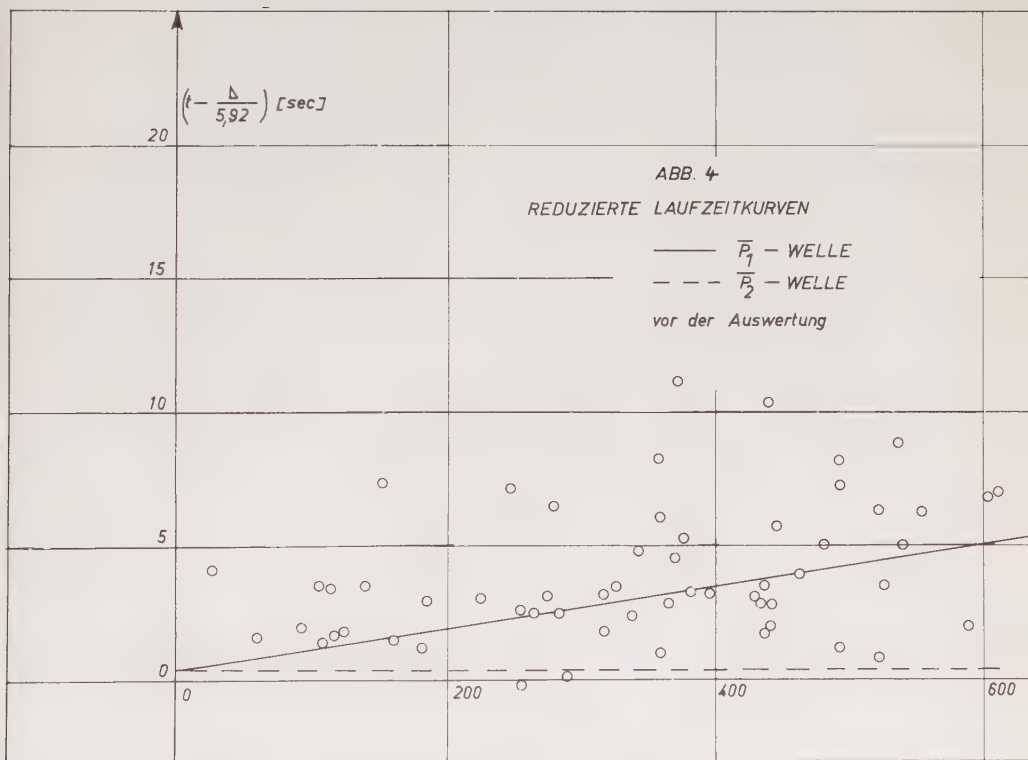
Erdbeben	Herdzeitkorrektur δT_{Herd} P-Welle	Z e i t g l i e d e r			
		P ₂ -Welle	P ₁ [*] -Welle	P ₂ [*] -Welle aus der P ₂ -Welle	B ₁ P _{n1} -Welle P _{n2} -Welle
8. Okt. 30	+0,1770	+0,411	+0,1053	+0,8971	+0,0047
8. Okt. 27	+2,3806	+1,213	-0,8137	+0,5571	+0,1439
13. Dez. 28	+6,7619	+6,279	+0,2501	+1,2610	-0,8181
20. Nov. 32	+1,3730	+0,880	-0,8787	-0,6087	
16. Nov. 11	+2,0056	+1,848	-0,5311	+0,4063	-0,0033
15. März 23	-1,2059	-2,933	-1,2506		-0,7014
18. Okt. 36	+1,0012	+0,444	+0,08	-0,1549	-0,3275

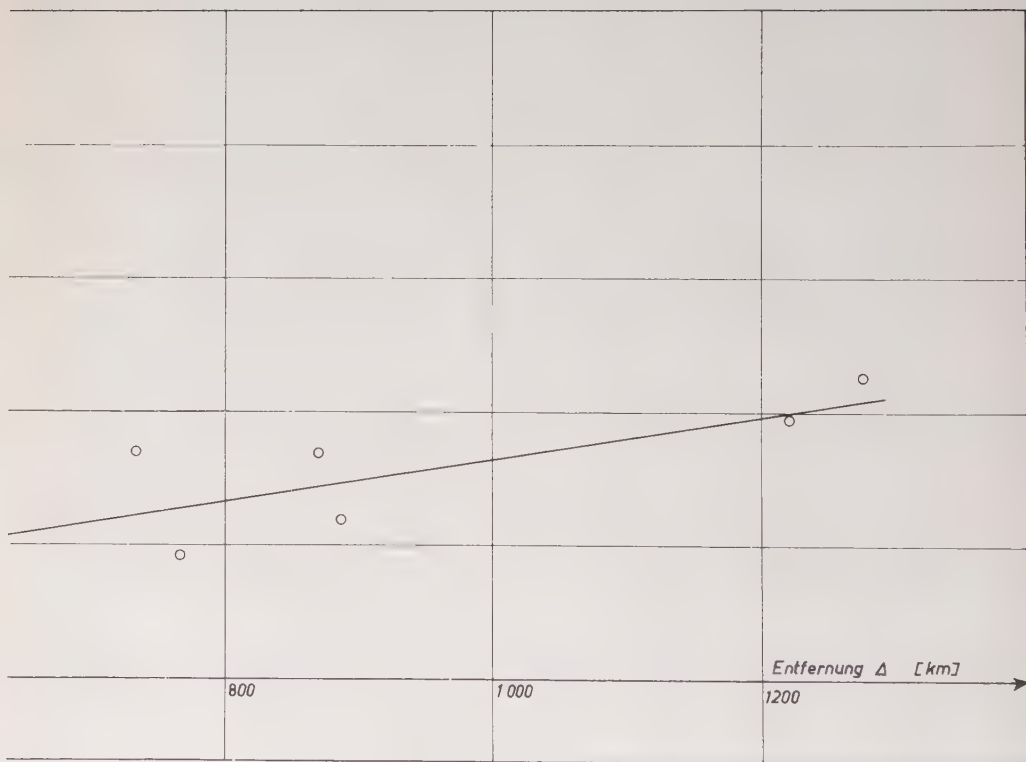
und die Fehlergleichung:

$$v_{ij} = a \delta r_i + b_{ij} \delta v_{\bar{P}_1} + c \delta k_j - F_{ij}$$

Für die Berechnung sind dieselben Näherungswerte angenommen worden, wie bei der $\bar{P}$ -Welle. Für die Rechnung sind nur die Einsätze verwendet worden, die von der Geraden $\bar{P}_1$ nicht mehr als etwa eine Sekunde abliegen. Zu beachten ist auch, daß von jeder Erdbebenstation mindestens zwei brauchbare Einsätze vorhanden sein müssen. Andernfalls ist die Station aus der Rechnung gestrichen worden. Die Unbekannten sind in diesem Fall insgesamt 22, diese sind: 14 Unbekannte für die Sedimentzeitkonstanten von 14 Stationen, 7 Unbekannte für die Korrekturen in den Herzzeiten der 7 Erdbeben und eine Unbekannte für die Verbesserung der Geschwindigkeit der $\bar{P}_1$ -Welle, die denselben Wert für alle Beben hat. In der Tabelle (1) sind die Einsätze, die mit (+) gekennzeichnet sind, für die Ausgleichung der $\bar{P}_1$ -Welle verwendet worden. Aus 30 Fehlergleichungen haben sich mit Hilfe der rechnerischen Methode von Gauss die 22 Unbekannten, die in der Tabelle (2) angegeben sind, ergeben. Die $\bar{P}_1$ -Welle besitzt eine Geschwindigkeit von 5,59 km/sec. Sie ist etwas kleiner als die der $\bar{P}$ -Welle. Nur zwei Sedimentzeitkonstanten, nämlich die für die Stationen Jena und Wien, besitzen noch negative Vorzeichen. Man kann dies dadurch erklären, daß die Einsätze der beiden Stationen ziemlich niedrige Laufzeiten besitzen, was entweder auf Fehler in der Auswertung oder auf etwas höhere Geschwindigkeiten in der Nähe der beiden Stationen hinweist.

In dem durch die Pfeile angegebenen Streubereich (Abb.5) liegen 75% der eingezeichneten Punkte, die den in der Rechnung verwendeten Einsätzen der $\bar{P}_1$ -Welle zugeordnet sind. Jeder Streubereich ist durch zwei Gerade parallel zur betreffenden Laufzeitgeraden bestimmt. Bei der $\bar{P}_1$ -Welle beträgt der Streubereich 1 Sekunde.





20

$$(t - 0,169 \cdot \Delta) [\text{sec}]$$
$$0,169 = \frac{1}{V_0} = \frac{1}{5,92 [\text{km/sec}]}$$

15

10

5

0

-5

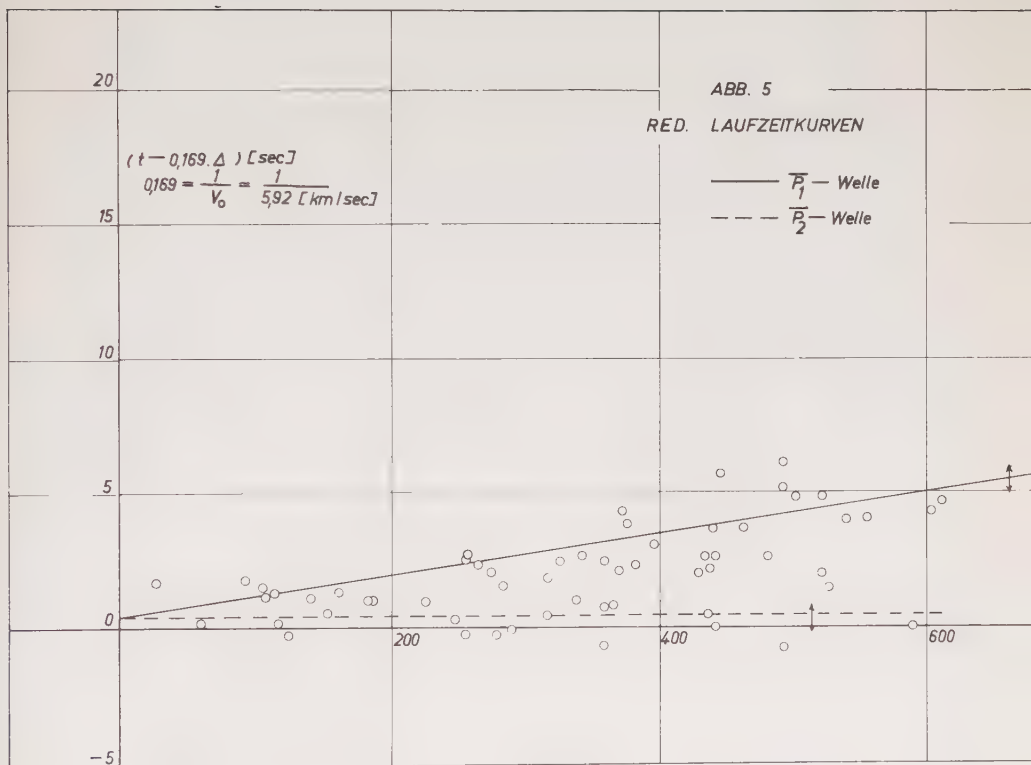
200

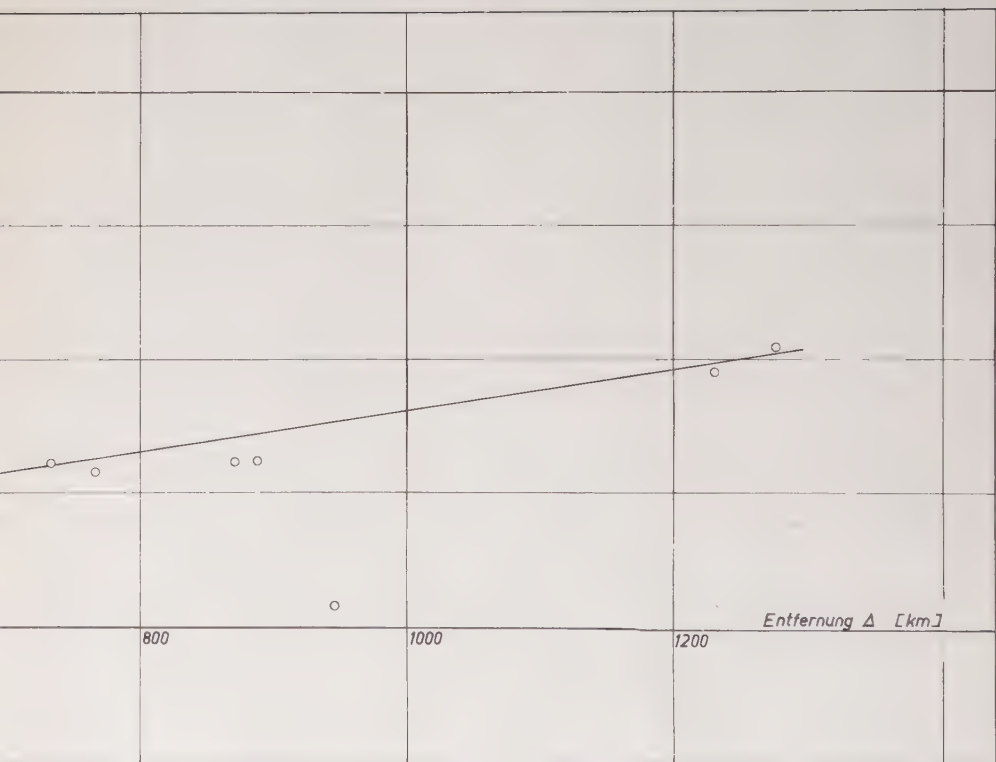
400

600

ABB. 5

RED. LAUFZEITKURVEN

— $\overline{P}_1$ — Welle--- $\overline{P}_2$ — Welle



Berechnung der Sedimentdicke:

Weiter oben ist die Beziehung zwischen der Sedimentkonstante k einer Station und der Dicke der Sedimente unter derselben abgeleitet worden (Gl. 3b):

$$D_s = \frac{k \cdot V_s}{\cos r_s}$$

wobei V_s die Geschwindigkeit der $\bar{P}_1$ -Welle im Sediment und r_s der mittlere Refraktionswinkel in den Sedimentschichten ist. Berücksichtigt man, daß die Änderung von $\cos r_s$ mit der Epizentralentfernung so klein ist, daß man sie vernachlässigen kann, wird der Wert von $\cos r_s$ für alle Stationen als konstant angenommen und zwar $\cos r_s = 0,853$.

Um die wahre Mächtigkeit der Sedimente unter den Stationen aus der obigen Formel zu berechnen, muß man für jede Station einzeln die betreffende Geschwindigkeit im Sediment betrachten. Diese hängt vom Untergrund der Station ab. Genaue Kenntnisse über die Geschwindigkeit im Sediment unter den Stationen sind aber nicht immer vorhanden. Deshalb ist eine mittlere Geschwindigkeit für alle Stationen verwendet worden, und zwar $V_s = 4,5$ km/sec. Die errechnete Dicke der Sedimente für die 12 Stationen, die positive Sedimentzeitkonstante k haben, sind in Tabelle 3 angegeben. Es ist zu bemerken, daß manche der gerechneten Sedimentdicken mit den bereits bekannten Mächtigkeiten übereinstimmen. Die übrigen aber scheinen nicht richtig zu sein. Hierfür gibt es drei Erklärungen: 1) Die bei der Berechnung der Sedimentdicke verwendete mittlere Geschwindigkeit $V_s = 4,5$ km/sec weicht sehr stark von der wahren Geschwindigkeit des Sedimentgesteines unter den Stationen ab. 2) Da die Sediment-Zeitkonstante meistens kleiner als 1 sec ist, machen sich Meßungenauigkeiten in der Ankunftszeit der Einsätze bei der Berechnung der Sedimentdicken sehr stark bemerkbar. 3) Können auch spezielle örtliche geologische Verhältnisse ein früheres Eintreffen der Wellen bewirken.

$\bar{P}_2$ - Welle:

Diese Welle ist aufzufassen als ein zweiter Ast der $\bar{P}$ -Welle mit höherer Ausbreitungsgeschwindigkeit. Außerdem ist noch anzunehmen, daß die $\bar{P}_2$ -Welle eine geführte Welle ist,

Tabelle 3

Mächtigkeit des Sediments unter der Erdbebenstation

Erdbebenstation	Mächtigkeit errechnet [km]
Zürich	1,41
Göttingen	0,06
Straßburg	3,92
Zagreb	0,38
Paris	6,11
Uccle	6,42
München	3,93
Neuchâtel	1,38
Hohenheim	0,06
Heidelberg	2,21
Graz	4,27
De Bilt	1,69

die sich entlang einer tiefer liegenden Grenzfläche ins obere Kristallin fortpflanzt. Um die Laufzeitgleichung eines seismischen Strahles einer solchen Welle zu berechnen nehmen wir an, daß der Bebenherd H in der Tiefe h unter der Oberkante des Kristallins liegt. In Abb.6 ist der Strahlweg der $\bar{P}_2$ -Welle vom Herd H bis zur Station S dargestellt. Zur Vereinfachung nehmen wir an, daß alle Schichtgrenzen parallel zur Erdoberfläche liegen. Bedeutet i_1 der Grenzwinkel der Totalreflexion an der erwähnten Grenzfläche, dann bestimmt

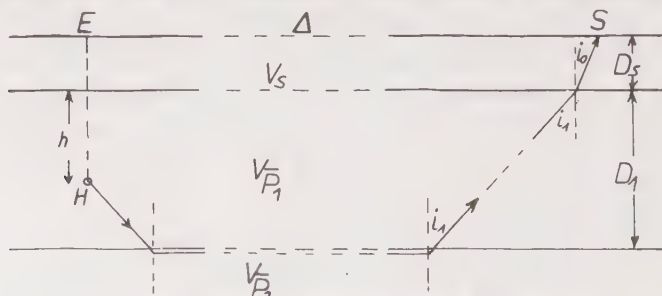


Abb.6. Strahlenverlauf der $\bar{P}_2$ -Welle

sich die Laufzeit der $\overline{F}_2$ -Welle aus:

$$t = \frac{(D_1 - h)}{V_{\overline{F}_1} \cos i_1} + \frac{\Delta - (D_1 - h) \operatorname{tg} i_1 - D_1 \operatorname{tg} i_1 - D_s \operatorname{tg} i_0}{V_{\overline{F}_2}} + \\ + \frac{D_1}{V_{\overline{F}_1} \cos i_1} + \frac{D_s}{V_s \cos i_0} + c$$

wobei $V_{\overline{F}_1}$ und $V_{\overline{F}_2}$ die Geschwindigkeiten der beiden Wellen $\overline{F}_1$ und $\overline{F}_2$, D_s und D_1 die Mächtigkeit der Sedimentschicht und die des ersten kristallinen Horizontes, i_0 der Refraktionswinkel in der Sedimentschicht und V_s die Geschwindigkeit der Welle in derselben bedeuten. h wird als Näherungswert und als konstant angesehen. c stellt ein Ausgleichsglied für die Herdtiefe der einzelnen Beben dar.

$$\text{Mit } \sin i_1 = \frac{V_{\overline{F}_1}}{V_{\overline{F}_2}} \quad \text{und} \quad \sin i_0 = \frac{V_s}{V_{\overline{F}_2}}$$

erhält obige Gleichung die Form:

$$t = (2D_1 - h) \frac{\cos i_1}{V_{\overline{F}_1}} + D_s \frac{\cos i_0}{V_s} \frac{\Delta}{V_{\overline{F}_2}} + c$$

Meistens haben wir aber nicht so ideale Verhältnisse, wie sie durch die obige Gleichung beschrieben werden. Die Schichtgrenzen laufen nicht parallel zueinander und parallel zur Erdoberfläche. Es muß der Einfachheit halber angenommen werden, daß diese Neigungen nicht sehr groß sind. Vor allem ist aber zu erwarten, daß sich die Neigungstendenzen regional ändern werden, sie können sowohl positiv als auch negativ sein. Diese erzeugen aber bei den Beobachtungen an der Erdoberfläche scheinbare Änderungen der Geschwindigkeit $V_{\overline{F}_2}$, was sich wieder auf die Laufzeiten t entsprechend auswirkt², da die Neigungen außerdem noch die Mächtigkeit der Schicht D_s und besonders die von D_1 verändern. Weiterhin müssen wir noch bedenken, daß die Geschwindigkeit $V_{\overline{F}_1}$, ebenso wie die übrigen Geschwindigkeiten in der Erdkruste², nicht für den gesamten mitteleuropäischen Raum konstant zu sein brauchen. Kleine regionale Variationen sind zu erwarten.

Die Auswirkungen der beiden erwähnten Effekte auf die Laufzeiten hängen demnach von der relativen Position des betrachteten Erdbebens zu den Stationen ab. Dabei dürfte der Einfluß des zuerst genannten Effektes geringer sein als der des an zweiter Stelle genannten. Er wird hauptsächlich durch Änderungen in der Erdkruste in vertikaler Richtung verursacht, während beim letzteren die horizontalen Erstreckungen wirksam sind, die wesentlich größer sind als die vertikalen. Die besprochenen Einflüsse auf die Laufzeiten der Wellen sind zwar systematischer Natur, aber das Beobachtungsmaterial reicht quantitativ wie qualitativ bei weitem nicht aus, um sie zu ermitteln. Da die Auswirkungen auf t positiv wie negativ sind, also mehr oder weniger zufällig verteilt sind, können wir sie zu den Beobachtungsfehlern rechnen und brauchen sie bei der Ausgleichung nicht besonders berücksichtigen.

Ein systematisches Korrekturglied muß aber in die obige Gleichung noch eingefügt werden. Der Herd eines Bebens ist nicht punktförmig, sondern hat eine Ausdehnung, die bis zu einigen Zehnerkilometern reichen kann. Es ist daher nicht gesagt, daß die Welle $\bar{P}_2$ und alle übrigen, noch zu besprechenden Wellen zur gleichen Zeit und von derselben Stelle aus abgestrahlt werden wie die Welle $\bar{P}_1$. Ein Teil dieses Einflusses wird sich in den Beobachtungsfehlern bemerkbar machen. Ein Teil wird aber alle Laufzeiten im gleichen Sinne systematisch verändern. In der obigen Gleichung ist also noch ein konstantes C aufzunehmen, das für das betreffende Beben gilt und von Beben zu Beben verschieden ist. Die Laufzeitgleichung der $\bar{P}_2$ -Welle lautet in erster Näherung:

$$t = (2D_1 - h) \frac{\cos i_1}{\bar{v}_{P_1}} + D_s \frac{\cos i_0}{v_s} + \frac{\Delta}{\bar{v}_{P_2}} + c + C$$

setzen wir $(2D_1 - h) \frac{\cos i_1}{\bar{v}_{P_1}} + D_s \frac{\cos i_0}{v_s} = A$

und $c + C = B$

dann erhält die Gleichung folgende Form:

$$t = A + B + \frac{\Delta}{\bar{v}_{P_2}} \quad (5)$$

Hier sind A und B Zeitglieder, wobei A für den Ort der Station und B für den Ort des Bebens charakteristisch ist.

Lösung der Laufzeitgleichung der $\bar{P}_2$ -Welle

Für ein Erdbeben i und eine Station j ist die Laufzeitgleichung der $\bar{P}_2$ -Welle nach Gleichung (5):

$$t_{ij} = A_j + B_i + \frac{\Delta_{ij}}{v_{\bar{P}_2}}$$

Für die mittlere scheinbare Geschwindigkeit $v_{\bar{P}_2}$ wurde angenommen, daß sie für alle Beben denselben Wert hat. Wenn δA_j , δB_i und $\delta v_{\bar{P}_2}$ die Verbesserungen in den Zeitgliedern A_j , B_i und der Geschwindigkeit der $\bar{P}_2$ -Welle sind, dann ist die Fehlergleichung der $\bar{P}_2$ -Welle:

$$v_{ij} = (t_{oij} - t_{ij}) + \left(\frac{\partial t_{ij}}{\partial A_j}\right)_0 \delta A_j + \left(\frac{\partial t_{ij}}{\partial B_i}\right)_0 \delta B_i + \left(\frac{\partial t_{ij}}{\partial v_{\bar{P}_2}}\right)_0 \delta v_{\bar{P}_2}.$$

Hierin sind $\left(\frac{\partial t_{ij}}{\partial A_j}\right)_0 = \left(\frac{\partial t_{ij}}{\partial B_i}\right)_0 = 1,$

$$\left(\frac{\partial t_{ij}}{\partial v_{\bar{P}_2}}\right)_0 = -\frac{\Delta_{ij}}{v_{o\bar{P}_2}^2} = q_{ij}$$

und $t_{oij} = A_{oj} + B_{oi} + \frac{\Delta_{ij}}{v_{o\bar{P}_2}}$ der Näherungswert für t_{ij} .

Setzen wir $(t_{oij} - t_{ij}) = -F_{ij}$ ein, dann erhält die Fehlergleichung die Form:

$$v_{ij} = \delta A_j + \delta B_i + q_{ij} \delta v_{\bar{P}_2} - F_{ij} \quad (6)$$

Zur Berechnung sind die Näherungswerte für die Zeitglieder und die Geschwindigkeit wie folgt angenommen:

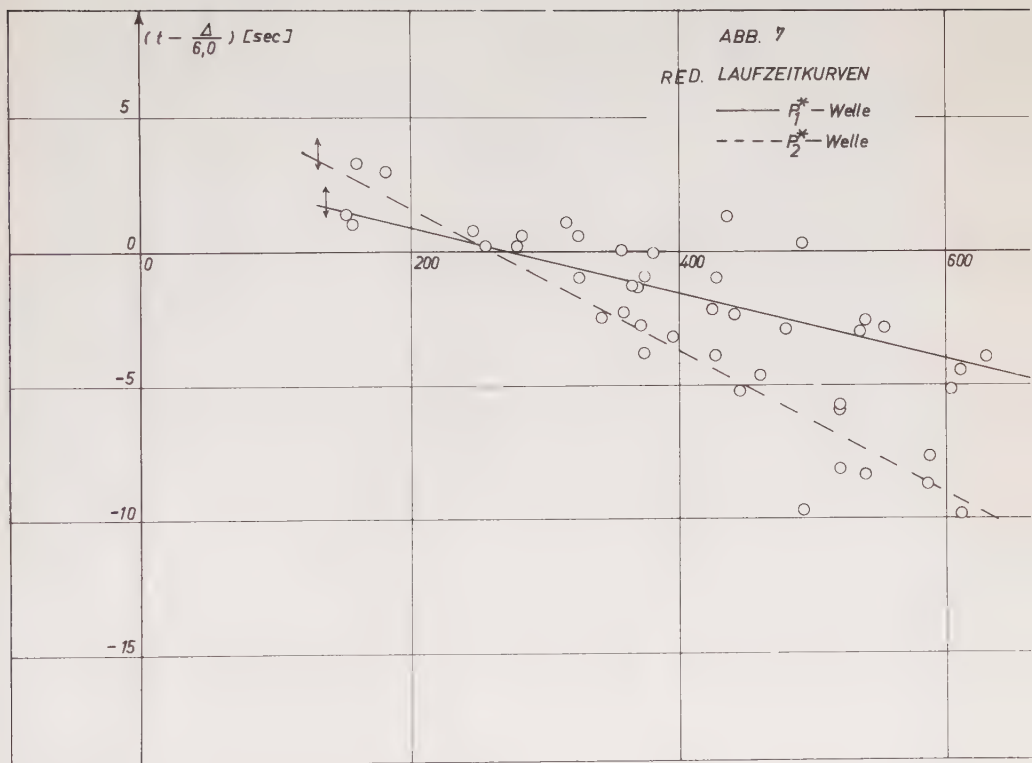
$$A_{oj} = B_{oi} = 0 \text{ sec.}, \quad v_{o\bar{P}_2} = 5,9172 \text{ km/sec.}$$

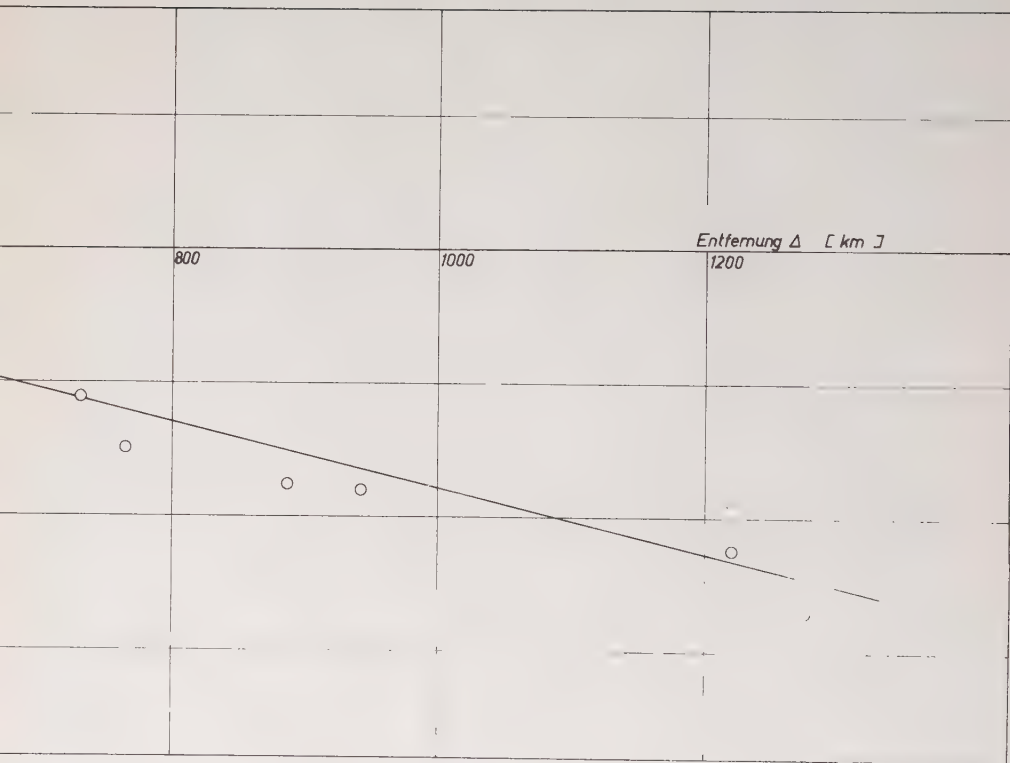
In Tabelle (4) sind die Beben mit den zugehörigen Stationen und den Koeffizienten der verschiedenen Fehlergleichungen der verwendeten Einsätze eingetragen. Zu den verwendeten Einsätzen für die $\bar{P}$ -Welle gehören auch 6, die in den früheren Bearbeitungen als P^* -Einsätze angesehen worden sind. Sie sind auch in Tab. (4) durch einen * kenntlich gemacht worden. Der mit + bezeichnete Einsatz ist ein scharfer passender Einsatz, der bisher von den Autoren nicht behandelt worden ist.

Tabelle 4

Einsätze und Koeffizienten der Fehlergleichungen der $\bar{P}_2$ -Welle.

Erdbeben	Station	Verbesserte Laufzeit t_{ij}	q_{ij}	$-F_{ij}$
		sec		
8.Okt.30	*Straßburg	42,8230	- 7,2945	+0,3396
	Neuchâtel	48,8230	- 8,2656	+0,0856
	Graz	61,5230	-10,2648	-0,7844
13.Dez.28	+Uccle	26,2381	- 4,3413	-0,5501
	Göttingen	42,0381	- 7,0546	-0,2951
	*Straßburg	46,8381	- 7,9685	+0,3129
	*Jena	59,7381	-10,2248	+0,7639
20.Nov.32	Uccle	19,9270	- 3,3216	-0,2723
	Heidelberg	58,0270	- 9,6365	-1,0064
	*Göttingen	53,8270	- 9,0253	-0,4230
	*Jena	74,2270	-12,4840	-0,3571
16.Nov.11	Heidelberg	20,4944	- 3,5130	+0,2926
	Göttingen	62,4944	-10,4248	-0,8094
	Neuchâtel	38,9944	- 6,4262	-0,9694
	*Graz	82,4944	-14,0806	+0,8226
	Uccle	74,4944	-12,5954	+0,0346





Die Unbekannten sind insgesamt 12, davon sind 7 Unbekannte Verbesserungen der Zeitglieder der Stationen, 4 Unbekannte Verbesserungen in den Zeitgliedern der Beben und eine Unbekannte die Verbesserung in der Geschwindigkeit der $\bar{P}_2$ -Welle. Mit Hilfe des Gauß'schen Rechenverfahrens sind 16 Fehlergleichungen für die 12 Unbekannten gelöst worden. Die Ergebnisse sind in Tab. (2) eingetragen. Für die verbesserte Geschwindigkeit der $\bar{P}_2$ -Welle wird 5,92 km/sec angenommen. Nah der Abb. 5 beträgt der Streuungsbereich 1 Sekunde; innerhalb dieses Bereiches liegen 75% aller in der Rechnung verwendeten Einsätze der der $\bar{P}_2$ -Welle zugeordneten Punkte.

Die P^* -Welle.

Die gegebenen Laufzeiten der P^* -Welle in Tab. (1) sind nach den neu errechneten Herdzeiten der $\bar{P}$ -Welle korrigiert worden. Die neuen Laufzeiten wurden in Abb.(7) gegen die Epizentralentfernung aufgetragen. Den Einsätzen lassen sich zwei Laufzeitgerade mit verschiedenen Geschwindigkeiten zuordnen. Sie resultieren aus den neuen Wellen P_1^* und P_2^* .

Die P_1^* -Welle.

Der Größere Teil der Einsätze der P^* -Welle streut um die Laufzeitgerade der P_1^* -Welle (siehe Abb.7). Es wurde auch hier angenommen, daß die P_1^* -Welle eine geführte Welle ist, die sich entlang einer noch tieferen Gesteinsgrenze fortpflanzt. In der Abb.(8) ist ein Strahl dieser Welle vom Herd H bis zur Station S dargestellt.

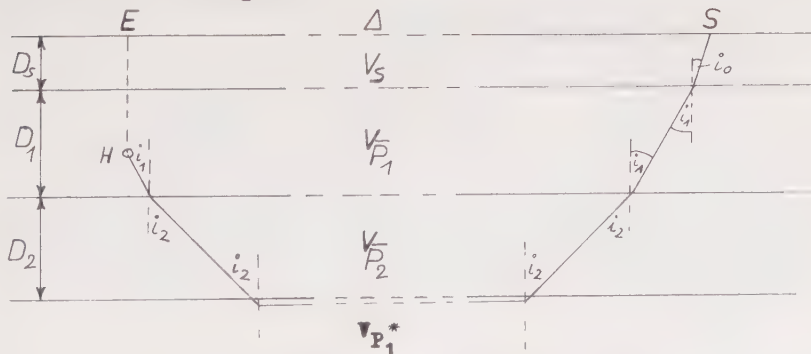


Abb.8. Strahlenverlauf der P_1^* - Welle

Die vom Herd H ausgehende Welle wird an der Grenze der Medien mit den Geschwindigkeiten $V_{\bar{P}_1}$ und $V_{\bar{P}_2}$ gebrochen und fällt auf die nächsttiefere Grenze unter dem Winkel der Totalreflexion ein. Unter der Annahme, daß die Grenzflächen parallel zur Erdoberfläche sind, ist die Gleichung der Laufzeit einer P_1^* -Welle, die sich auf dem gerade beschriebenen Weg ausbreitet, wie folgt:

$$t = 2 D_2 \frac{\cos i_2}{V_{\bar{P}_2}} + (2 D_1 - h) \frac{\cos i_1}{V_{\bar{P}_1}} + D_s \frac{\cos i_0}{V_s} + \frac{\Delta}{V_{P_1}^*} + c$$

hier bedeuten D_1 , D_2 die Mächtigkeiten der zwei untereinanderliegenden kristallinen Zonen, D_s die Dicke der Sedimente, i_0 und i_1 die Refraktionswinkel an der Unterkante des Sedimentes und der ersten Grenzfläche im Kristallin, i_2 der Grenzwinkel der totalen Reflexion an der zweiten Schichtgrenze und Δ die Epizentralentfernung. h und c haben hier dieselbe Bedeutung wie im Fall der $\bar{P}_2$ -Welle

$$\text{Hier sind: } \sin i_2 = \frac{V_{\bar{P}_2}}{V_{P_1}^*}, \sin i_1 = \frac{V_{\bar{P}_1}}{V_{P_1}^*}, \sin i_0 = \frac{V_s}{V_{P_1}^*}$$

Um die endliche Ausdehnung des Herdgebietes und die Startzeiten der Wellen vom Herd zu berücksichtigen, wird ein Korrekturglied C_1 in die Laufzeitgleichung der P_1^* -Welle eingeführt. Analog dem Fall der $\bar{P}_2$ -Welle ist die Laufzeitgleichung für ein Beben i und eine Station j :

$$t_{ij} = A_j + B_i + \frac{\Delta_{ij}}{V_{P_1}^*}$$

$$\text{mit } A_j = 2 D_2 \frac{\cos i_2}{V_{\bar{P}_2}} + (2 D_1 - h) \frac{\cos i_1}{V_{\bar{P}_1}} + D_s \frac{\cos i_0}{V_s}$$

$$\text{und } B_i = C_1 + c.$$

Hierin hat C_1 dieselbe Bedeutung wie bei dem oben betrachteten Fall der $\bar{P}_2$ -Welle. Für $V_{P_1}^*$ wird für alle Beben derselbe Wert angenommen.

Lösung der Laufzeitgleichung der P_1^* -Welle

Wie bei der P_2 -Welle lautet die Fehlergleichung der P_1^* -Welle wie folgt:

$$v_{ij} = \Delta A_j + \Delta B_i + q_{ij} \Delta v_{P_1^*} - F_{ij}$$

wobei ΔA_j , ΔB_i die Verbesserungen in den Zeitgliedern der Stationen und der Beben, $v_{P_1^*}$ die Verbesserung in der Geschwindigkeit der P_1^* -Welle und

$$q_{ij} = -\frac{\Delta_{ij}}{v_{OP_1^*}^2}, \quad -F_{ij} = A_{0j} + B_{0i} + \frac{\Delta_{ij}}{v_{OP_1^*}} - t_{ij}$$

sind. Hierin sind A_{0j} , B_{0i} , $v_{OP_1^*}$ die Näherungswerte für die Zeitglieder und die Geschwindigkeit der P_1^* -Welle. Zur Berechnung werden die folgenden Näherungswerte angenommen:

$$A_{0j} = B_{0i} = 0 \text{ sec}; \quad v_{OP_1^*} = 6,4935 \text{ km/sec.}$$

Für 21 Einsätze der P_1^* -Welle waren 21 Fehlergleichungen nach dem Gauß'schen Rechenverfahren zu lösen. Von den Einsätzen wurden nur die verwendet, die bis zu 1 sec. um die Laufzeitgerade der P_1^* -Welle streuen. In Tab. (5) sind die verwendeten Stationen und Beben und die Koeffizienten der Fehlergleichungen dargestellt. In diesem Fall hat man 17 Unbekannte, davon sind 9 für die Verbesserungen der Zeitglieder der verwendeten Stationen, 7 für die Verbesserungen der Zeitglieder der Beben und eine Unbekannte für die Verbesserung in der Geschwindigkeit der P_1^* -Welle. Die neu errechnete Geschwindigkeit der P_1^* -Welle, die mit der von Conrad gefundenen P^* -Welle übereinstimmt, beträgt 6,46 km/sec.

Aus der Abb. 7 ersieht man, daß 75% der in der Rechnung verwendeten Einsätze der P_1^* -Welle innerhalb eines Bereiches von 1,1 sec sich befinden.

Die P_2^* -Welle

Da die Geschwindigkeit des zweiten Astes der P^* -Welle größer ist als die der P_1^* -Welle wird auch hier angenommen, daß die P_2^* -Welle eine geführte Welle ist, die sich an der Unterkante einer tieferen dritten Grenzfläche ausbreitet.

Tabelle 5

Einsätze und Koeffizienten der Fehlergleichungen der P_1^* -Welle

Erdbeben	Station	Verbesserte Laufzeit t_{ij} sec	q_{ij}	$-F_{ij}$
8.Okt. 1930	Straßburg	42,8230	- 6,0571	-3,4914
	Zagreb	71,3230	-10,4801	-3,2704
8.Okt. 1927	Göttingen	97,5194	-14,5142	-3,2714
	Jena	77,3194	-11,4074	-3,2454
	Neuchâtel	116,6194	-17,3838	-3,7374
	Zürich	95,5194	-14,3245	-2,5034
13.Dez. 1928	De Bilt	27,1381	- 3,7234	-2,9601
	Göttingen	42,0381	- 5,8579	-4,0001
	Straßburg	46,8381	- 6,6168	-3,8721
	Zürich	68,8381	-10,1030	-3,2341
20.Nov. 1932	Paris	61,6270	- 8,9006	-3,8308
16.Nov. 1911	Göttingen	59,4944	- 8,6563	-3,2844
	Wien	86,4944	-12,7355	-3,7964
15.März 1923	De Bilt	199,2059	-30,2735	-2,6249
	Straßburg	139,2059	-21,0598	-2,4539
	Zürich	120,2059	-18,1641	-2,2573
	Paris	192,2059	-28,9572	-4,1719
18.Okt. 1936	Göttingen	101,1988	-14,9648	-4,0248
	Jena	87,3988	-12,8066	-4,2388
	Neuchâtel	70,5988	-10,1742	-4,5328
	Zagreb	45,2988	- 6,4982	-3,1028

Ein seismischer Strahl, der vom Bebenherd H in der ersten kristallinen Schicht ausgeht, wird an den ersten beiden Grenzflächen gebrochen und fällt unter dem Grenzwinkel der Totalreflexion i_3 auf die dritte Grenzfläche (siehe Abb.9).

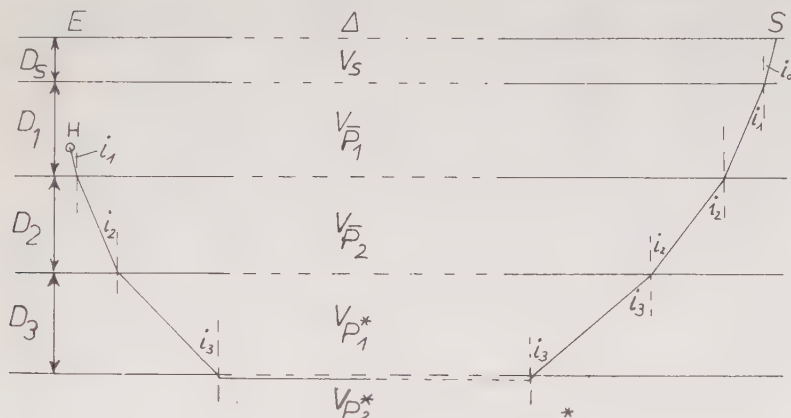


Abb.9 Strahlenverlauf der P_2^* -Welle

Ein solcher Strahl der P_2^* -Welle vom Herd H bis zur Station S hat die Laufzeit:

$$t = 2 D_3 \frac{\cos i_3}{v_{P_1}} + 2 D_2 \frac{\cos i_2}{v_{P_2}} + (2 D_1 - h) \frac{\cos i_1}{v_{P_1}} + D_s \frac{\cos i_0}{v_s} + \frac{\Delta}{v_{P_2^*}} + c \quad (7)$$

Hierin sind:

$$\sin i_3 = \frac{v_{P_1}}{v_{P_2^*}}, \quad \sin i_2 = \frac{v_{P_2}}{v_{P_2^*}}, \quad \sin i_1 = \frac{v_{P_1}}{v_{P_2^*}}, \quad \sin i_0 = \frac{v_s}{v_{P_2^*}}$$

und D_3 die Mächtigkeit der dritten Zone unter den Sedimenten. h und c haben hier dieselbe Bedeutung wie im Fall der P_2 -Welle.

Zur Berücksichtigung der Größe des Herdgebietes und der Startzeiten der verschiedenen Wellen wird noch ein Zeitkorrekturglied C_2 in die Laufzeitgleichung eingeführt. Dann kann man die Gleichung (7) folgendermaßen schreiben:

$$t_{ij} = A_j + B_1 + \frac{\Delta_{ij}}{v_{P_2^*}}$$

worin A_j die Summe der ersten 4 Glieder in Gleichung (7) und $B_i = C_2 + c$ ist. Hier sind A_j und B_i Zeitglieder, wobei A_j für den Ort der Station j und B_i für den Ort des Bebens i charakteristisch ist.

Analog den Fällen der $\bar{P}_2$ - und P_1^* -Wellen ist die Fehlergleichung der P_2^* -Welle wie folgt:

$$v_{ij} = \delta A_j + \delta B_i + q_{ij} \delta v_{P_2^*} - F_{ij}$$

Hier sind $\delta v_{P_2^*}$ die Verbesserung in der Geschwindigkeit der P_2^* -Welle,

$$q_{ij} = -\frac{\Delta_{ij}}{v_{oP_2^*}^2} \text{ und } -F_{ij} = A_{oj} + B_{oi} + \frac{\Delta_{ij}}{v_{oP_2^*}} - t_{ij}.$$

Für die Berechnung werden die folgenden Näherungswerte angenommen:

$$A_{oj} = B_{oi} = 0 \text{ sec; } v_{oP_2^*} = 7,2464 \text{ km/sec.}$$

Es ist zu bemerken, daß eine verhältnismäßig große Zahl von scharfen Einsätzen, die von den Autoren früher nicht näher betrachtet worden sind, in der Nähe der Laufzeitgeraden der P_2^* -Welle liegen. 11 Einsätze dieser Art sind für die Berechnung verwendet worden. In Tabelle (6) sind sie mit + bezeichnet worden. Insgesamt sind hier 22 Fehlergleichungen für 17 Unbekannte zu lösen gewesen. Davon entfallen 10 Unbekannte auf die Verbesserungen der Zeitglieder der Stationen, 6 auf die Verbesserungen der Zeitglieder der Beben und eine Unbekannte auf die Verbesserung der Geschwindigkeit $v_{P_2^*}$. Die verwendeten Stationen und Beben und die Koeffizienten der Fehlergleichungen sind in Tab.(6) wiedergegeben. Die neu errechnete Geschwindigkeit $v_{P_2^*}$ beträgt 7,12 km/sec.

Bei der P_2^* -Welle beträgt der Streuungsbereich 1,1 sec; innerhalb dieses Bereiches befinden sich 75% aller der in der Rechnung verwendeten Einsätze (siehe Abb.7).

Die P_n -Welle.

Aus den durch die gemeinsame Ausgleichung aller Beben neu errechneten Herzzeiten und den verwendeten Laufzeiten der Einsätze der $\bar{P}$ -Welle sind die Laufzeiten der Einsätze der

Tabelle 6

Einsätze und Koeffizienten der Fehlergleichungen der P_2^* -Welle

Erdbeben	Station	Verbesserte Laufzeit t_{ij} sec	q_{ij}	$-F_{ij}$
8.Okt. 1930	Göttingen	72,4230	- 8,8136	-8,5566
	Graz	57,6230	- 6,8444	-8,0258
	Hohenheim	33,4230	- 3,4698	-8,2794
	Jena	62,9230	- 7,5509	-8,2060
	Straßburg	42,8230	- 4,8638	-7,5778
	Zürich	30,0230	- 3,0489	-7,9292
8.Okt. 1927	+Göttingen	92,1194	-11,6549	-7,6738
	+Jena	74,8194	- 9,1602	-8,4414
13.Dez. 1928	Göttingen	42,0381	- 4,7039	-7,9521
	Paris	59,2381	- 7,0844	-7,9021
	Straßburg	46,8381	- 5,3133	-8,3361
20.Nov. 1932	+Straßburg	58,4270	- 7,1206	-6,8288
	+Zürich	78,8270	- 9,9391	-6,8048
	+Neuchâtel	81,1270	- 9,9410	-9,0910
	+München	89,0270	-11,1674	-8,1038
16.Nov. 1911	Jena	54,4944	- 6,5130	-7,2984
	Zagreb	90,4944	-11,2169	-9,2124
18.Okt. 1936	+Zagreb	45,2988	- 5,2181	-7,4868
	+Zürich	53,1988	- 6,1893	-8,3488
	+Neuchâtel	67,3988	- 8,1699	-8,1968
	+Straßburg	69,0988	- 8,4936	-7,5508
	+Jena	81,5988	-10,2838	-7,0788

P_n -Welle berechnet und in einem Laufzeitdiagramm (Abb.10) gegen die Epizentralentfernung aufgetragen worden. Aus der Abbildung ersieht man, daß die eingezeichneten Punkte sich um zwei parallele Gerade anordnen. Wir bezeichnen diese mit P_{n1} und P_{n2} .

Die P_{n1} - Welle.

Es wurde angenommen, daß diese Welle eine geführte Welle ist, die sich entlang der *M o h o r o v i č i ć* - Grenzfläche fortpflanzt. In Abbildung 11 ist der Weg dieser Welle vom Bebenherd H zur Station S dargestellt. Der Strahl der P_{n1} -Welle, der vom Herd H ausgestrahlt wird, wird an den ersten drei Grenzflächen gebrochen. Unter dem Grenzwinkel der Totalreflexion i_4 fällt der Strahl auf die vierte Grenzfläche (*M o h o r o v i č i ć* - Diskontinuität) ein und läuft dann an dieser entlang. Später verläßt der Strahl die *M o h o r o v i č i ć* -Grenzfläche unter dem Grenzwinkel i_4 . Bis zur Station S wird der Strahl an den verschiedenen Grenzflächen noch einmal gebrochen.

Analog wie bei den oben besprochenen Wellen ist die Laufzeitgleichung der P_{n1} -Welle folgende:

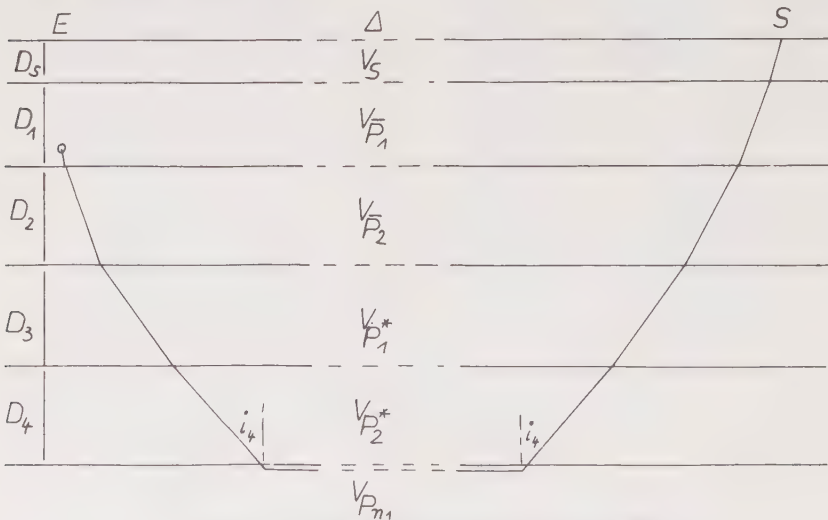
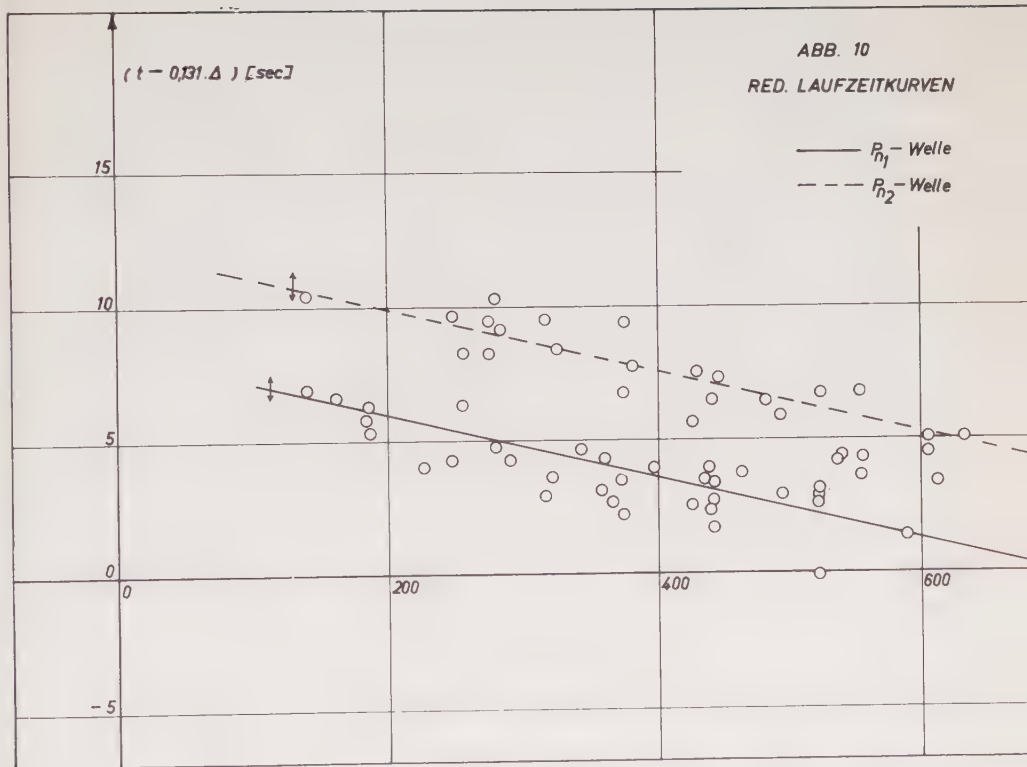
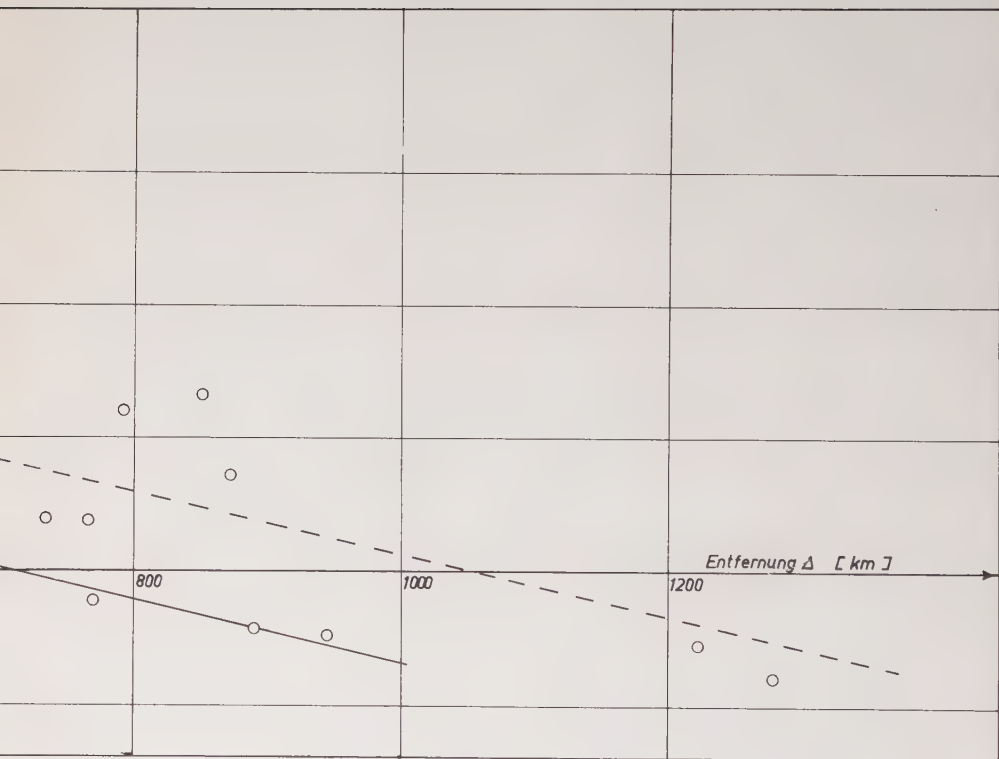


Abb. 11. Strahlenverlauf der P_{n1} -Welle





$$t_{pn_1} = 2 D_4 \frac{\cos i_4}{v_{P_2}^*} + 2 D_3 \frac{\cos i_3}{v_{P_1}^*} + 2 D_2 \frac{\cos i_2}{v_{P_2}} + (2 D_1 - h) \frac{\cos i_1}{v_{P_1}} + \\ + D_s \frac{\cos i_0}{v_s} + \frac{\Delta}{v_{Pn_1}} + c \quad (8)$$

Hierin sind:

$$\sin i_4 = \frac{v_{P_2}^*}{v_{Pn_1}}, \sin i_3 = \frac{v_{P_1}^*}{v_{Pn_1}}, \sin i_2 = \frac{v_{P_2}}{v_{Pn_1}}, \\ \sin i_1 = \frac{v_{P_1}}{v_{Pn_1}}, \sin i_0 = \frac{v_s}{v_{Pn_1}}$$

und D_4 die Mächtigkeit der vierten Zone unter den Sedimenten. Wie bei der P_2 -Welle wird h , die von der Oberkante des Kristallins abgerechnete Herdtiefe, als Näherungswert und daher als konstant angesehen. c stellt das Ausgleichsglied für die Herdtiefe für jedes einzelne Beben dar.

Zur Berücksichtigung der endlichen Ausdehnung des Herdgebietes und der evt. verschiedenen Anfangszeiten der vom Herd abgestrahlten Wellen ist noch ein Zeitkorrekturglied C_3 in die Laufzeitgleichung einzuführen. Dann kann man die Laufzeitgleichung der P_{n1} -Welle in der üblichen Form schreiben:

$$t_{ij} = A_j + B_i + \frac{\Delta_{ij}}{v_{Pn_1}},$$

worin A_j die Summe der ersten Glieder in Gleichung (8) ist. Hier ist A_j vom Ort der Station j und B_i vom Ort des Bebens i abhängig.

Die Fehlergleichung der P_{n1} -Welle lautet:

$$v_{ij} = \delta A_j + \delta B_i + q_{ij} \delta v_{Pn_1} - F_{ij}.$$

Hierin bedeutet δv_{Pn_1} die Verbesserung der Geschwindigkeit der P_{n1} -Welle. Ferner ist

$$q_{ij} = -\frac{\Delta_{ij}}{v_{Pn_1}^2} \text{ und } -F_{ij} = A_{0j} + B_{0i} + \frac{\Delta_{ij}}{v_{Pn_1}} - t_{ij}.$$

Für die Rechnung sind die Näherungswerte für die Zeitglieder und für die Geschwindigkeit wie folgt angenommen:

$$A_{0j} = 5 \text{ sec}, B_{0i} = 0, V_{0P_{n1}} = 8,2645 \text{ km/sec.}$$

In Tabelle (7) sind die Beben mit den zugehörigen Stationen und den Koeffizienten der Fehlergleichungen für die verwendeten Einsätze eingetragen. Der in der Tabelle mit + bezeichnete Einsatz ist ein passender Einsatz, der bisher von den Autoren zwar angegeben, aber nicht berücksichtigt worden ist. Insgesamt sind hier 16 Fehlergleichungen für 13 Unbekannte gelöst worden. Von diesen entfallen 7 Unbekannte auf die Verbesserungen der Zeitglieder der Beben, 5 auf die Verbesserungen der Zeitglieder der Stationen und eine Unbekannte auf die Verbesserung der Geschwindigkeit $V_{P_{n1}}$.

Die neu errechnete Geschwindigkeit der P_{n1} -Welle beträgt 8,37 km/sec. Sie ist etwas höher als die früher veröffentlichten Werte.

Der Streuungsbereich der P_{n1} -Welle beträgt 0,9 sec (siehe Abb.10). 75% der in der Rechnung verwendeten Einsätze liegen innerhalb dieses Bereiches.

Die P_{n2} -Welle.

Die Laufzeitgerade dieser Welle verläuft parallel zu der der P_{n1} -Welle (Abb.10). Es ist hier zu erwähnen, daß die Einsätze zweier Erdbeben, insbesondere die des Bebens vom 18. Oktober 1936, im Laufzeitdiagramm so liegen, daß sie der ersten Geraden der P_{n1} -Welle nicht mehr zugeordnet werden können. Fast alle veröffentlichten Einsätze des Bebens vom 18. Oktober 1936 passen nur zur Laufzeitgeraden der P_{n2} -Welle. Diese Erscheinung kann auftreten, weil manchmal in den Seismogrammen "parallele" Einsätze vorhanden sind, die eine größere Amplitude haben als die eigentlichen P_{n1} -Einsätze. Wie bei der P_{n1} -Welle wird auch hier vermutet, daß die P_{n2} -Welle mit derselben Geschwindigkeit der P_{n1} -Welle an der Mohorovičić - Grenzfläche entlangläuft.

Tabelle 7
Einsätze und Koeffizienten der Fehlergleichungen der P_{n1} -Welle

Erdbeben	Station	Verbesserte Laufzeit t_{ij}	q_{ij}	$-F_{ij}$
		sec		
8.Okt. 1930	Neuchâtel	42,2230	- 4,2371	-2,2056
	Graz	51,3230	- 5,2620	-2,8356
	Jena	53,8230	- 5,8052	-2,8586
	Zagreb	61,3230	- 6,4699	-2,8531
	Zürich	27,6230	- 2,3440	-3,2509
13.Dez. 1928	Jena	50,1381	- 5,2415	-1,8201
	Paris	52,2381	- 5,4465	-2,2261
	Zürich	58,4381	- 6,2371	-1,8921
	Neuchâtel	60,0381	- 6,4420	-1,7981
	+Strassburg	41,2381	- 4,0848	-2,4791
16.Nov. 1911	Jena	49,4944	- 5,0072	-3,1124
	Paris	67,4944	- 7,2180	-2,8414
	Zagreb	78,4944	- 8,6235	-2,2254
15.März 1923	Zürich	99,2059	-11,2135	-1,5320
	Straßburg	114,2059	-13,0012	-1,7579
8.Okt. 1927	Graz	25,1194	- 2,0351	-3,3004

Die Laufzeitgleichung der P_{n2} -Welle lautet in der einfachsten Form:

$$t_{ij} = A_j + B_i + \frac{\Delta_{ij}}{v_{P_{n2}}}.$$

Hier sind A_j und B_i Zeitglieder der Station j und des Bebens i .

Die Fehlergleichung der P_{n2} -Welle ist:

$$v_{ij} = \delta A_j + \delta B_i + q_{ij} \delta v_{P_{n2}} - F_{ij}$$

Hierin sind: $v_{P_{n2}}$ die Verbesserung der Geschwindigkeit der P_{n2} -Welle,

$$q_{ij} = -\frac{\Delta_{ij}}{v_{P_{n2}}^2} \text{ und } -F_{ij} = A_{oj} + B_{oi} + \frac{\Delta_{ij}}{v_{P_{n2}}} - t_{ij}.$$

Für die Berechnung sind folgende Näherungswerte angenommen worden:

$$A_{oj} = 10 \text{ sec}, B_{oi} = 0, v_{P_{n2}} = 8,1967 \text{ km/sec.}$$

In der Tabelle (8) sind die Koeffizienten der 15 Fehlergleichungen angegeben. Die Zahl der Unbekannten ist 11, davon entfallen 6 auf die Verbesserungen der Stationen, 4 auf die Verbesserungen der Beben und eine Unbekannte auf die Verbesserung der Geschwindigkeit $v_{P_{n2}}$.

Die verbesserte Geschwindigkeit der P_{n2} -Welle beträgt 8,34 km/sec, die praktisch gleich der der P_{n1} -Welle ist. Bei der P_{n2} -Welle ist der Streubereich 1 sec.

IV. Zusammenfassung.

Durch die gemeinsame Bearbeitung der sieben mittteleuropäischen Erdbeben ist es möglich gewesen, neben den bekannten Wellen $\bar{P}$, P^* und P_n weitere Wellen zu finden, die sich längs weiterer Horizonte mit den diesen eigenen Geschwindigkeiten ausbreiten. Bei der Bestimmung der Geschwindigkeiten der oben genannten $\bar{P}$, P^* und P_n -Wellen konnte durch die gemeinsame Bearbeitung der Einfluß der einzelnen Beben unterdrückt werden.

Tabelle 8

Einsätze und Koeffizienten der Fehlergleichungen der P_{n2} -Welle

Erdbeben	Station	Verbesserte Laufzeit t_{ij} sec	q_{ij}	$-F_{ij}$
8.Okt. 1927	⁺ Graz	28,6194	- 2,0689	-1,6614
	⁺ Zürich	84,1194	- 8,9899	-0,4314
13.Dez. 1928	Göttingen	42,0381	- 3,6763	-1,9041
	Neuchâtel	64,1381	- 6,5490	-0,4581
	Straßburg	46,8381	- 4,1526	-2,8001
20.Nov. 1932	⁺ Göttingen	49,5270	- 4,7033	-0.9720
	Wien	117,6270	-12,9565	-1,4260
	⁺ Neuchâtel	76,1270	- 7,7694	-2,4430
	⁺ Straßburg	58,4270	- 5,5651	-2,8112
18.Okt. 1936	Zürich	50,9988	- 4,8373	-1,3488
	Wien	57,5988	- 5,6708	-1,1168
	Neuchâtel	63,6988	- 6,3852	-1,3608
	Straßburg	65,6988	- 6,6383	-1,2868
	Göttingen	87,3988	- 9,3918	-0,4168
	⁺ Graz	41,5988	- 3,7954	-0,4888

Die folgende Zusammenstellung soll einen Überblick über die verschiedenen Wellengeschwindigkeiten und die ihnen zugeordneten Grenzflächen geben.

1) Die $\bar{P}_1$ -Welle:

Die $\bar{P}_1$ -Welle entspricht der bisherigen $\bar{P}$ -Welle. Ihre Geschwindigkeit beträgt 5,59 km/sec. Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit denen, die von anderen Autoren angegeben worden sind.

2) Die $\bar{P}_2$ -Welle:

Es wird vermutet, daß die $\bar{P}_2$ -Welle sich entlang der ersten Grenzfläche innerhalb des obersten Kristallins mit einer Geschwindigkeit von 5,92 km/sec ausbreitet. Eine nähere Beschreibung dieser Welle wird weiter unten erfolgen. Ein weiterer Deutungsversuch wird beschrieben werden.

3) Die P_1^* -Welle:

Mit einer Geschwindigkeit von 6,46 km/sec, die mit der von C o n r a d gefundenen P^* -Welle übereinstimmt, läuft diese Welle an der C o n r a d -Diskontinuität entlang. G e e s erhielt in seiner Arbeit über das Nordbrabanter Beben die gleiche Geschwindigkeit für die P^* -Welle.

4) Die P_2^* -Welle:

Andere Autoren haben diese Welle bei der Bearbeitung von Registrierungen einzelner Beben wie auch einzelner Sprengungen nachgewiesen. Hier konnte die Laufzeitgleichung der gleichen Welle durch die gleichzeitige Bearbeitung mehrerer mitteleuropäischer Beben an 15 Stationen berechnet werden. Die P_2^* -Welle breitet sich mit einer Geschwindigkeit von 7,12 km/sec entlang einer Grenzfläche aus, die zwischen der C o n r a d - und M o h o r o v i č i ó - Diskontinuität liegt. In den vorher beschriebenen Bearbeitungen der sieben Beben ist die Geschwindigkeit der P_2^* -Welle nicht angegeben worden. Von einigen Autoren (u.a. G u t e n b e r g, S t o n e l e y) ist die Geschwindigkeit der P_2^* -Welle berechnet worden, entweder aus den Registrierungen von Sprengungen oder mittels einzelner Erdbeben. Von den 15 Stationen konnten an mindestens 10 Stationen die P_2^* -Welle unabhängig vom Ort des Bebens festgestellt werden. (Siehe Tab.6)

Das bedeutet, daß die Grenzfläche der P_2^* -Welle nicht regional beschränkt ist, sondern sich unter dem ganzen mitteleuropäischen Raum ausdehnt.

Bei der Bearbeitung von kalifornischen Erdbeben hat G u t e n b e r g (1932) eine Longitudinalwelle festgestellt, die sich mit einer Geschwindigkeit von 7,10 km/sec ausbreitet. S t o n e l e y konnte bei einzelnen Bearbeitungen von Nahbeben (Some new Earthquakes) in Mitteleuropa (1931) bei 3 Beben eine Longitudinalwelle mit der Geschwindigkeit von etwa 7,0 km/sec finden. Auch bei Großsprengungen im Uralgebiet und in der südöstlichen russischen Tafel ist eine Wellengeschwindigkeit von etwa 7,2 km/sec festgestellt worden (R o s o w a 1936; G o d i n und E g o r k i n 1961).

5) Die P_{n1} - Welle:

Die P_{n1} -Welle läuft mit einer Geschwindigkeit von 8,37 km/sec an der M o h o r o v i č i ć - Diskontinuität entlang. Die meisten der in der Rechnung verwendeten Einsätze entstammen den Registrierungen des Nordtiroler Bebens, des Rheinlandbebens und des Süddeutschen Bebens, deren Epizentren im Voralpengebiet und in Nordwestdeutschland liegen. Die Geschwindigkeit von 8,37 km/sec gilt also für die genannten Gebiete. Bei der Bearbeitung der Haslachsprengung durch F ö r t s c h (1951) ist in derselben Region für die gewöhnliche P_n -Welle eine Geschwindigkeit von 8,34 km/sec erhalten worden, die mit der errechneten Geschwindigkeit der P_{n1} -Welle gut übereinstimmt.

6) Die P_{n2} -Welle:

Es hat sich gezeigt, daß es außer der P_{n1} -Welle noch eine zweite Welle P_{n2} gibt, die sich ebenfalls mit derselben Geschwindigkeit entlang der M o h o r o v i č i ć - Grenzfläche ausbreitet, der ersteren aber in einem konstanten zeitlichen Abstand folgt. Die Verzögerung beträgt ungefähr 4 Sekunden. Diese Erscheinung ist hier nicht zum ersten Mal festgestellt worden, sondern wurde auch bei der Auswertung anderer seismischer Versuche von verschiedenen Bearbeitern bemerkt. F ö r t s c h (1951) hat bei der Bearbeitung der Haslachsprengung beobachtet, daß zu jeder longitudinalen und

transversalen Welle eine zweite existiert, die in einem bestimmten zeitlichen Abstand mit derselben Geschwindigkeit hinter der ersten herläuft. Eine allgemeine Erklärung hierfür wurde noch nicht veröffentlicht. Für den Fall der P_{n2} -Welle aber kann man ihn wie folgt erklären:

a) Analog dem Fall bei Tiefbeben wird die P_{n2} -Welle vom Herd nach oben ausgestrahlt und an die Oberkante des Kristallins (Unterkante des Sediments) nach unten reflektiert. Sie läuft dann weiter wie die gewöhnliche P_n -Welle. Daher ist es möglich, aus der Verzögerung der P_{n2} -Parallelwelle die mittlere Tiefe des Bebens unter der Sedimentunterkante zu berechnen. Es ergeben sich im Mittel etwa 11 km. Das bedeutet, daß ganz allgemein der Herd eines Bebens das in Mitteleuropa stattfindet, in der obersten Granitzone liegen dürfte. Diese Tatsache ist jüngst auch von P e t r u s h e v s k i (1960) festgestellt worden.

b) Die P_{n2} -Welle kann eine Wechselwelle sein. Die Verzögerung von 4 Sekunden bedeutet, daß diese Welle einen Teil des Weges vom Herd direkt zur M o h o r o v i ě í c - Diskontinuität und zurück zur Station als transversale Welle durchlaufen haben müßte. Dies ist aber ein spezieller Fall, der nicht auf alle verwendeten Beben verallgemeinert werden darf. Außerdem ist die Frage der Aufteilung der Energie an den Grenzflächen noch nicht völlig gelöst.

c) Die P_{n2} -Welle kann auch eine reflektierte Wechselwelle sein, d.h. die Welle kann vom Herd als transversale Welle ausgestrahlt und an der Oberkante des Kristallins nach unten als longitudinale Welle reflektiert worden sein. Die Verzögerung in der Laufzeit der P_{n2} -Welle beträgt, wie erwähnt, 4 Sekunden. Daraus errechnet sich die Herdtiefe zu 8,6 km unter der Sedimentunterkante. Für die Berechnung wurde das Verhältnis der Geschwindigkeiten der Longitudinal- und Transversalwellen zu $\sqrt{3}$ angenommen. Die Differenz zwischen den beiden errechneten Herdtiefen für Fall a und c ist etwa 2,5 km. Im Vergleich zur Ausdehnung des Herdgebietes ist die Differenz unbedeutend und eine Entscheidung daher nicht möglich. Da aber der Einfallswinkel für die Reflexion klein ist, ist eine ausreichende Ausstattung der Wechselwelle mit Energie nicht gegeben.

V. Änderung der scheinbaren Geschwindigkeit innerhalb der einzelnen Zonen (Schichten) in der Erdkruste.

Aus dem Vorhergehenden hat sich gezeigt, daß die Erdkruste aus vier Zonen aufgebaut ist, die zwischen den Sedimenten und der Oberkante des Erdmantels (M o h o r o v i č i ć-Diskontinuität) liegen. Entlang der Grenzflächen zwischen den Zonen breiten sich die entsprechenden Longitudinal-Wellen aus. Die Laufzeitkurven der Wellen sind als geradlinig dargestellt worden. Dies setzt voraus, daß die Wellengeschwindigkeiten innerhalb der einzelnen Zonen konstant sind. Die Wellenstrahlen liegen wie bei der angewandten Refraktionsseismik dann stückweise geradlinig. Die längs der Erdoberfläche gemessene Geschwindigkeit ist nicht gleich derjenigen, mit der sich die Energie im Raum ausbreitet. Sie wird daher allgemein "Scheingeschwindigkeit" genannt. Wenn in der Erdkruste eine erhebliche Änderung der Wellengeschwindigkeit mit der Tiefe auftritt, so ist die Beziehung zwischen der Laufzeit einer Welle gemessen längs der Oberfläche und der Epizentralentfernung nicht mehr linear. Die Wellenstrahlungen sind Kurven, die symmetrisch zu ihrem Scheitelpunkt verlaufen.

Bei der bisherigen Bearbeitung sind die einer Welle zuzuordnenden Einsätze gemeinsam betrachtet worden und vermittels der Ausgleichung ist durch sie eine mittlere Laufzeitgerade gelegt worden. Trägt man aber die Einsätze in ein Laufzeitdiagramm ein, so findet man, daß sie nicht mehr oder weniger zufällig sich um die mittlere Gerade anordnen, sondern eine weitere Gruppierung zeigen, auf die im folgenden Abschnitt der Arbeit eingegangen werden soll.

Neue Darstellung der Laufzeitkurven für die in der Arbeit beschriebenen Wellen.

Die $\bar{P}_1$ -Welle:

Aus den durch die gemeinsame Ausgleichung aller Beben neu errechneten Herzzeiten und den von den verschiedenen Autoren gegebenen Laufzeiten der $\bar{P}$ -Einsätze sind die Laufzeiten der in der Rechnung verwendeten Einsätze der $\bar{P}_1$ - und $\bar{P}_2$ -Welle neu berechnet und in einem Laufzeitdiagramm (Abb. 12) gegen die Epizentralentfernungen aufgetragen worden. Aus der Abbildung ersieht man, daß die einzelnen Punkte der $\bar{P}_1$ -Welle

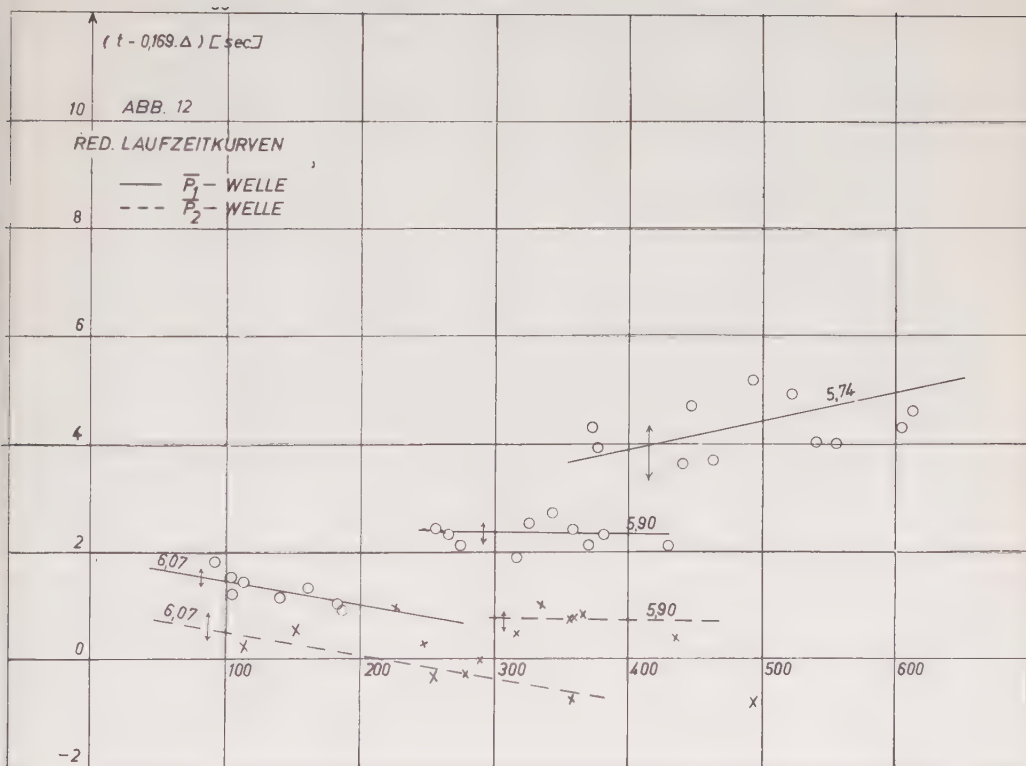
sich stückweise in 4 Geraden einordnen. Jede Gerade stellt die nur für einen bestimmten Bereich der Epizentralentfernung gültige Laufzeitkurve der $\bar{P}_1$ -Welle dar. Die scheinbaren Geschwindigkeiten der $\bar{P}_1$ -Welle aus den Laufzeitgeraden in den einzelnen Bereichen sind 6,07, 5,90, 5,74 und 5,56 km/sec. Sie nehmen mit zunehmender Entfernung ab. Die Streuungsbereiche der Laufzeitgeraden der $\bar{P}_1$ -Welle sind 0,35, 0,40 1,05 und 0,35 sec. 75% bis 85% der eingezeichneten Einsätze befinden sich in diesen Bereichen. Zu der Abb.12 ist noch zu bemerken, daß die entfernteren Abschnitte der $\bar{P}_1$ -Welle gegenüber den näheren verspätet liegen. Die Verspätungen sind ungefähr 1,5, 2 und 1 sec.

In Abb. 13 sind die mittleren scheinbaren Geschwindigkeiten der $\bar{P}_1$ -Welle gegen die Epizentralentfernungen aufgetragen worden. Die Punkte der Kurve entsprechen den scheinbaren Geschwindigkeiten für die mittlere Epizentralentfernung des betreffenden Bereiches. Aus der Kurve ersieht man, daß die mittlere scheinbare Geschwindigkeit der $\bar{P}_1$ -Welle bei kleinen Epizentralentfernungen verhältnismäßig stark abnimmt. Bei Zunahme der Entfernung wird die Abnahme der mittleren scheinbaren Geschwindigkeit immer kleiner. Die gesamte Abnahme der mittleren scheinbaren Geschwindigkeit der $\bar{P}_1$ -Welle vom Herd bis etwa 1000 km Entfernung beträgt etwa 0,6 km/sec.

Die Änderung der Geschwindigkeit der $\bar{P}_1$ -Welle mit der Epizentralentfernung erklärt sich dadurch, daß ein Gradient (Änderung) der Geschwindigkeit innerhalb der obersten kristallinen Zone besteht. In diesem Fall verlaufen die seismischen Strahlen nicht mehr geradlinig, sondern gekrümmt.

Die $\bar{P}_2$ -Welle:

Die in der Abb. (12) eingezeichneten Punkte der $\bar{P}_2$ -Einsätze ordnen sich um zwei Gerade an. Die scheinbaren Geschwindigkeiten dieser Welle aus den verbesserten Laufzeitgeraden in den verschiedenen Entfernungsbereichen sind: 6,07 und 5,9 km/sec. Sie sind gleich denen der $\bar{P}_1$ -Welle im gleichen Bereich. Das bedeutet, daß die $\bar{P}_2$ -Welle eine



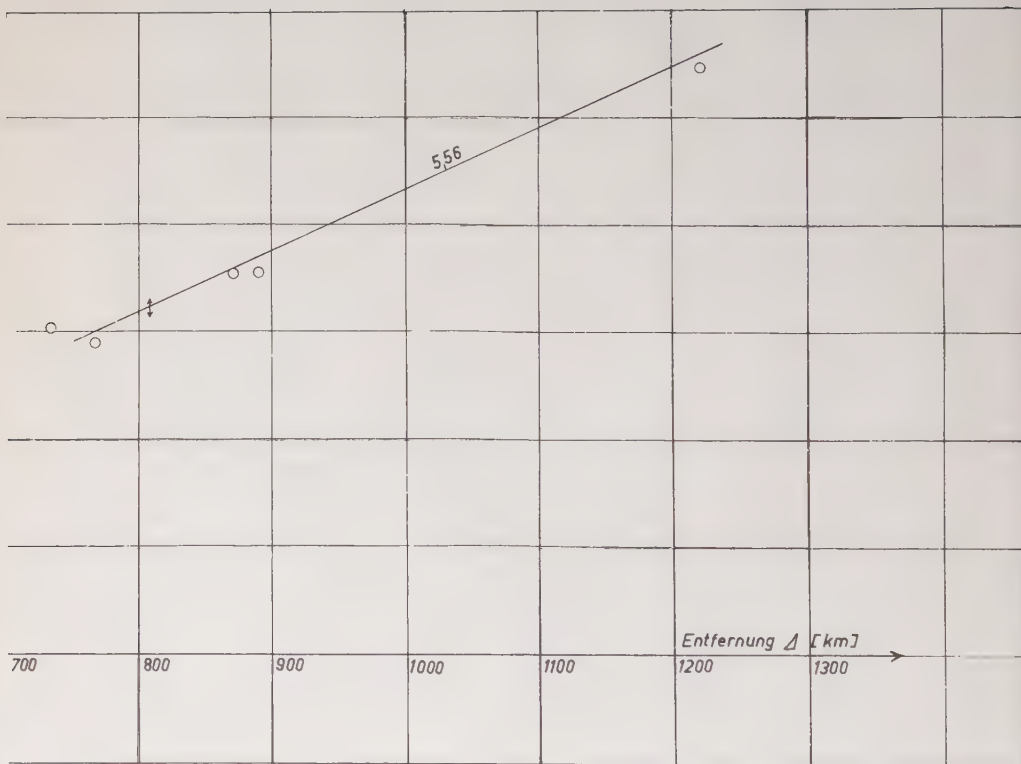
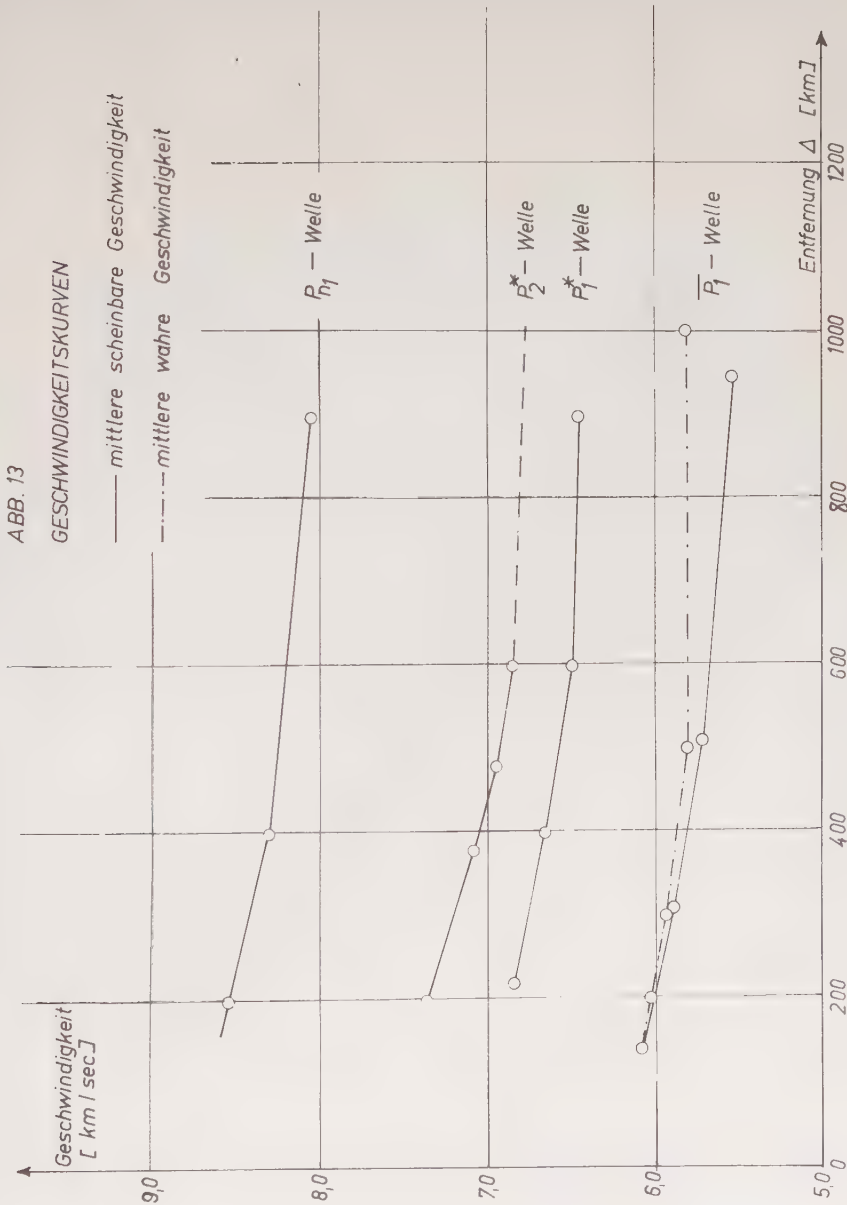
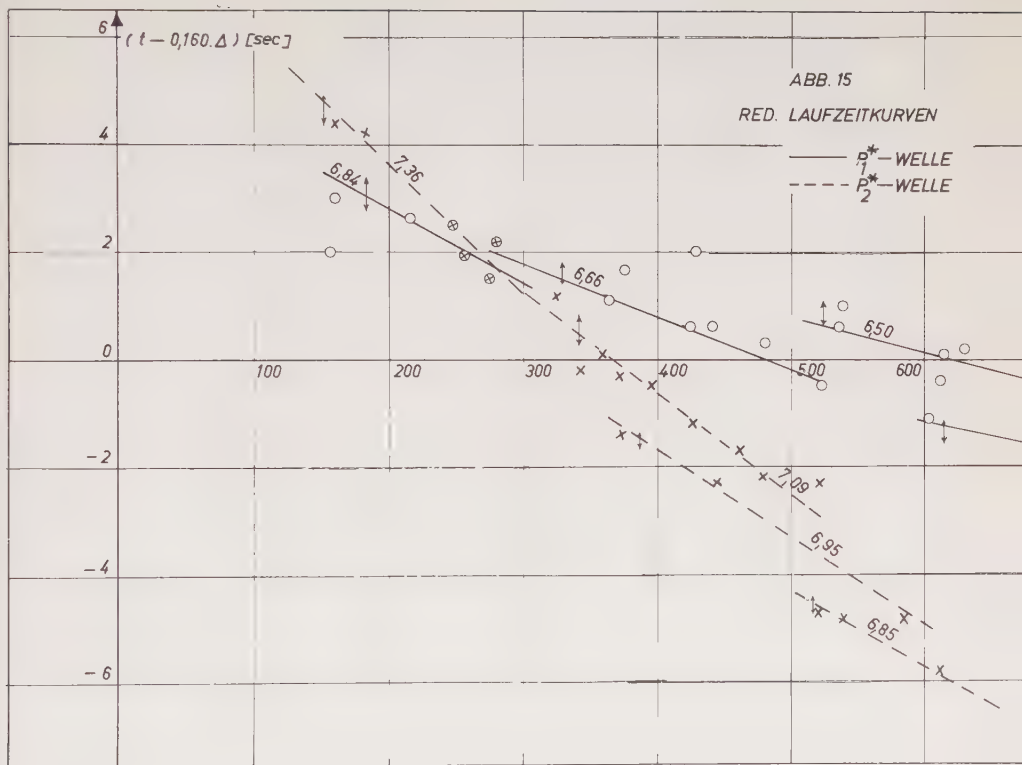


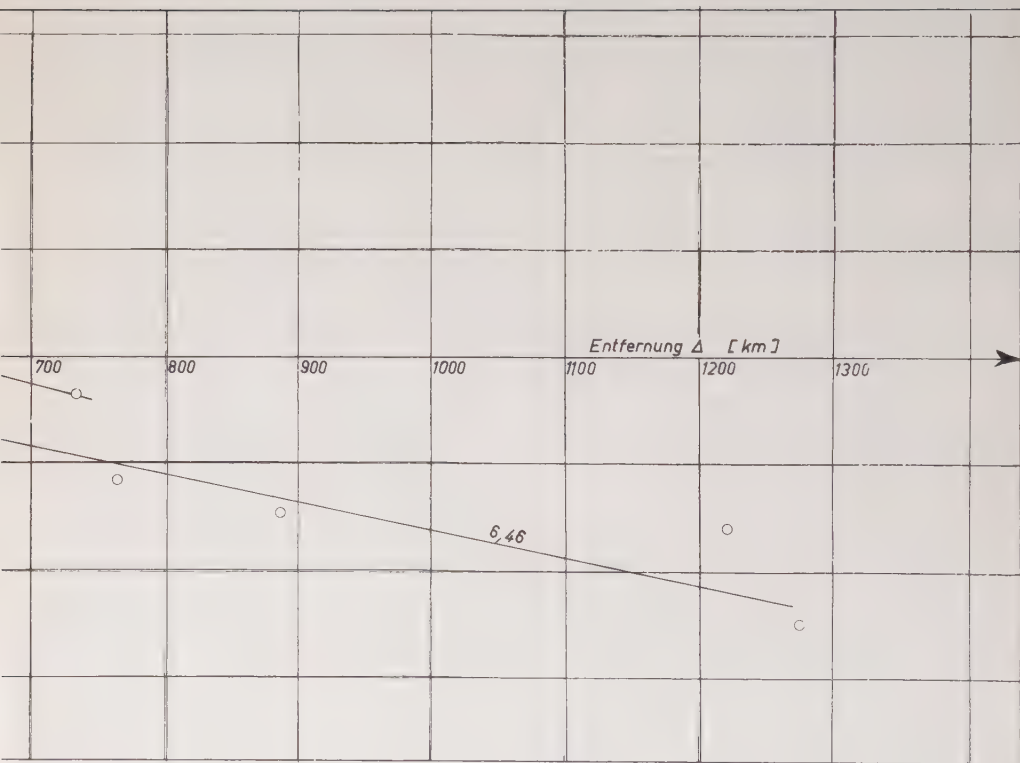
ABB. 13

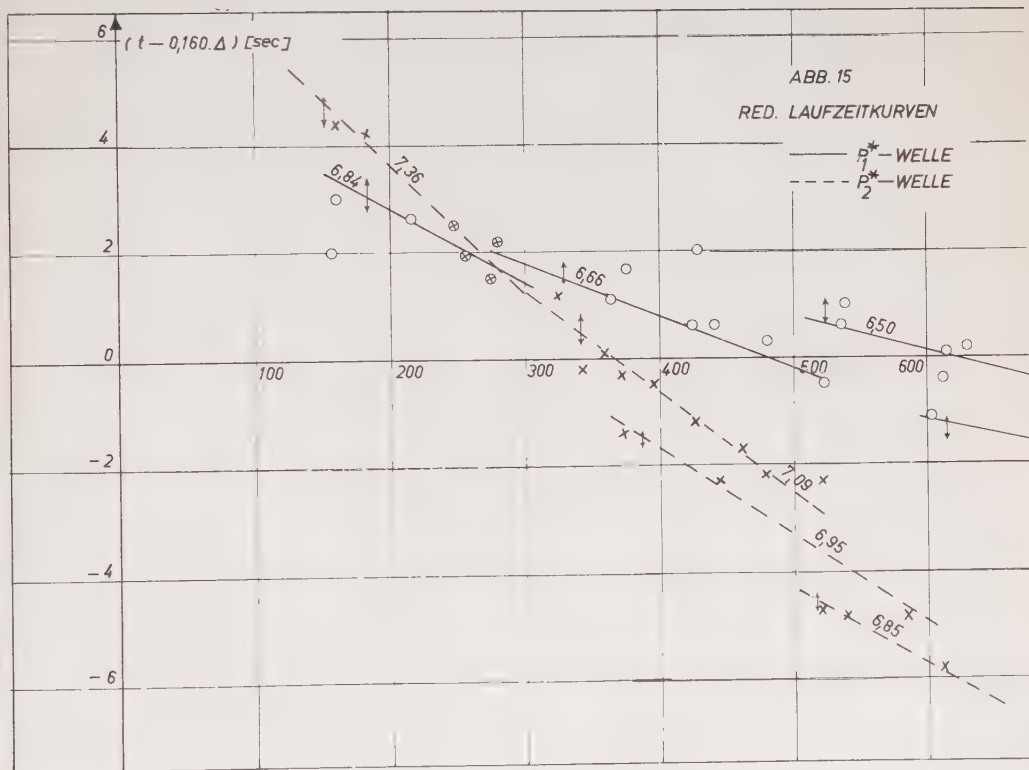
GESCHWINDIGKEITSKURVEN

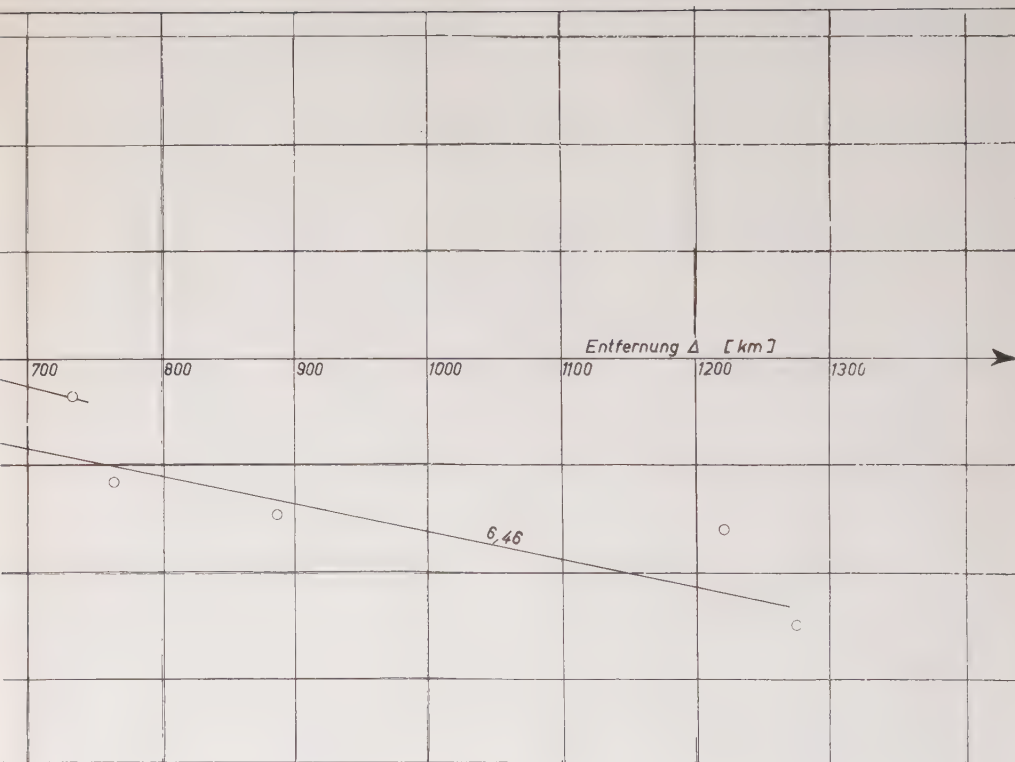
— mittlere scheinbare Geschwindigkeit
 - - - - - mittlere wahre Geschwindigkeit











In der Abb.(13) ist die Kurve der mittleren scheinbaren Geschwindigkeit dargestellt worden. Analog der Darstellung bei der $\bar{P}_1$ -Welle stellen die eingezeichneten Punkte der Kurve die scheinbare Geschwindigkeit an der mittleren Epizentralentfernung des betreffenden Bereiches dar. Aus der Abb.(13) ersieht man, daß die Kurve der mittleren scheinbaren Geschwindigkeit der P_1^* -Welle zu der der $\bar{P}_1$ -Welle parallel verläuft. Das bedeutet, daß innerhalb der zweiten Zone des Kristallins auch ein ähnlicher Gradient der scheinbaren Geschwindigkeit der $\bar{P}_1$ -Welle vorhanden ist. Nach der Kurve beträgt die gesamte Abnahme der scheinbaren Geschwindigkeit vom Herd bis etwa 1000 km Entfernung 0,5 km/sec.

Die in der Abb.(15) eingezeichneten Einsätze der P_2^* -Welle lassen sich auch vier Laufzeitgeraden zuordnen. Für diese Welle stehen uns aus denselben Gründen die für die $\bar{P}_2$ -Welle angeführt worden sind, nur Beobachtungen aus kleineren Entfernungen zur Verfügung. Die vier Geraden liegen hier alle im vorderen Teil des Laufzeitdiagramms. Sie überschneiden sich im Gegensatz zu den Laufzeitabschnitten der anderen Wellen sehr stark. Der entferntere Abschnitt liegt hier jeweils früher als der vorhergehende. Die Zeitdifferenzen (Sprünge) zwischen den vier Abschnitten sind ungefähr 0,1, 1,0 und 1,1 sec. Die scheinbaren Geschwindigkeiten der P_2^* -Welle lassen sich aus den Laufzeitgeraden der verschiedenen Entfernungsbereiche ableiten. Sie sind: 7,36, 7,09, 6,95, 6,85 km/sec. Analog wie bei den $\bar{P}_1$ - und P_1^* -Wellen ist die Kurve der mittleren scheinbaren Geschwindigkeit der P_2^* -Welle in der Abb.(13) eingetragen worden. Da die P_2^* -Einsätze bis in Epizentralentfernungen von etwa 600 km bestimmt worden sind, wurde der letzte Teil der Kurve parallel zu denen der $\bar{P}_1$ - und P_1^* -Welle gestrichelt verlängert. Dies ist möglich, weil die ersten Teile der Kurven der mittleren scheinbaren Geschwindigkeit der drei Wellen $\bar{P}_1$, P_1^* und P_2^* ungefähr parallel verlaufen (s. Abb. 13). Daraus ergibt sich, daß sich auch innerhalb der dritten Zone der Erdkruste die scheinbare

Geschwindigkeit der P_2^* -Welle mit der Tiefe ändert. Die gesamte Änderung ist eine Abnahme der Geschwindigkeit um etwa 0,6 km/sec auf eine Entfernung von 1000 km. Die Streuungsbereiche für die vier Abschnitte der P_2^* -Welle sind 0,6, 0,6 0,3 und 0,3 sec. (siehe Abb.15).

Die P_{n1} - und P_{n2} -Wellen:

Nach den neu errechneten Herdzeiten der 7 Beben sind die Laufzeiten der in der Rechnung verwendeten Einsätze der P_{n1} - und P_{n2} -Wellen berechnet und in der Abb. (16) eingetragen worden. Die Einsätze der P_{n1} -Welle gruppieren sich um 3 Geraden. Die aus den Geraden abgeleiteten scheinbaren Geschwindigkeiten der P_{n1} -Welle in den verschiedenen Bereichen der Epizentralentfernung sind: 8,55, 8,30, 8,05 km/sec. Die Streuungsbereiche der Einsätze der P_{n1} -Welle sind 0,5 und 0,4 sec. Innerhalb dieser Bereiche befinden sich 85% der Einsätze.

Aus der Kurve der mittleren scheinbaren Geschwindigkeit der P_{n1} -Welle (Abb.13) ersieht man, daß innerhalb der Zone unmittelbar unter der M o h o r o v i č i ć -Diskontinuität ein Gradient der Geschwindigkeit vorhanden ist. Wie bei den P_1 , P_1^* und P_2^* -Wellen nimmt die scheinbare Geschwindigkeit der P_{n1} -Welle im ersten Teil der Zone schneller ab.

Die in der Abb.(16) eingezeichneten Einsätze der P_{n2} -Welle ordnen sich längs zwei Geraden an, die parallel zu den ersten zwei Ästen der P_{n1} -Welle verlaufen. Die scheinbaren Geschwindigkeiten in den zwei Bereichen der Epizentralentfernung sind: 8,55 und 8,30 km/sec. Der zeitliche Abstand der entsprechenden Äste der Laufzeitkurven von P_{n1} - und P_{n2} beträgt 4,4 und 3,5 sec. Die Streuungsbereiche der in der Abb.(16) eingetragenen Einsätze der P_{n2} -Welle sind 0,7 und 0,8 sec.

VI. Berechnung seismischer Modelle der Erdkruste.

Mittlere scheinbare und wahre Geschwindigkeit:

Bisher hat es sich gezeigt, daß die Erdkruste (zwischen dem Sediment und der M o h o r o v i č i ć -Diskontinuität) aus drei Zonen aufgebaut ist. Außerdem besteht eine Änderung (Gradient) der Geschwindigkeit innerhalb jeder Zone. Das

bedeutet, daß die Geschwindigkeit der Welle in der zugehörigen Zone eine Funktion der Tiefe innerhalb derselben ist.

Wir nehmen den Herd H (Abb.17) punktförmig an und betrachten den seismischen Strahl der im Beobachtungspunkt S eintrifft. P und e seien der Scheitelpunkt und der Austrittswinkel des Strahles und Δ die Epizentralentfernung.

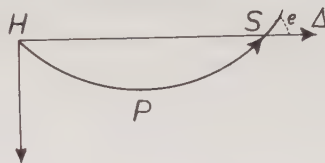


Abb.(17)

Wenn T die Laufzeit der Welle längs des Strahles H P S mit der Länge E ist, dann kann man folgende Ausdrücke der Geschwindigkeit definieren:

$$\text{die mittlere wahre Geschwindigkeit} = \frac{E}{T} = V_w \quad (1)$$

$$\text{die mittlere scheinbare Geschwindigkeit} = \frac{\Delta}{T} = V_s \quad (2)$$

Wenn die Laufzeit T und die Länge des Strahles E bekannt sind, ist es möglich, das Verhältnis zwischen den beiden Geschwindigkeiten V_w und V_s zu erhalten.

Die A b e l 'sche Integralgleichung:

Bei der Betrachtung von Nahbeben kann man die Krümmung der Erde vernachlässigen und die Geschwindigkeit V als Funktion der Tiefe z ansehen. Bezeichnen wir in diesem Falle die Tiefe des Scheitelpunktes des Strahles mit z_p und die Epizentralentfernung mit Δ , so ergeben sich für den seismischen Strahl nach W i e c h e r t - H e r g l o t z die Beziehungen:

$$\Delta = 2p \int_0^{z_p} \frac{dz}{\sqrt{\frac{1}{V^2(z)} - p^2}} = 2p \int_0^{z_p} \frac{V(z) dz}{\sqrt{1 - p^2 V^2(z)}} \quad (3)$$

$$T = 2 \int_0^{z_p} \frac{dz}{V(z) \sqrt{\frac{1}{V^2(z)} - p^2}} = 2 \int_0^{z_p} \frac{dz}{V(z) \sqrt{1 - p^2 V^2(z)}} \quad (4)$$

wobei V (z) die Geschwindigkeit der Welle in der Tiefe z ist.

Ferner ist $p = \frac{\cos e}{V(z)}$ = const der Strahlparameter. Für jedes p

erhalten wir einen anderen Strahlenverlauf. Der Winkel e ist der Emergenzwinkel des Strahles (s. Abb. 17). In den Gleichungen (3) und (4) ist der Bebenherd an der Erdoberfläche angenommen worden. Da der Strahl symmetrisch zu seinem Scheitelpunkt verlaufen soll, mußte die Zahl 2 in diese zwei Gleichungen eingeführt werden.

Die Lösung der Integralgleichung (3) ergibt die Strahlengleichung. Daraus ergibt sich die Lösung des Strahles. Wenn die Geschwindigkeitsänderung mit der Tiefe bekannt ist, kann man durch die Lösung der Integralgleichung (4) die wahre Laufzeit der Welle berechnen. Daraus läßt sich einfach die scheinbare und die wahre mittlere Geschwindigkeit nach den Formeln (1) und (2) ableiten.

Lösung der Abel'schen Integralgleichung falls $V(z) = V_0 + \beta z$:

Zur Lösung der Gleichungen (3) und (4) wird am einfachsten die lineare Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Tiefe verwendet. Wenn wir hier auch die Krümmung der Erde vernachlässigen, ist diese Beziehung durch die Formel

$$V(z) = V_0 + \beta z \quad \text{bestimmt} \quad (\beta = \left[\frac{1}{\text{sec.}} \right])$$

Hierin ist V_0 die Anfangsgeschwindigkeit an der Oberfläche der Zone und β die Zunahme der Geschwindigkeit pro Tiefeneinheit. Setzen wir diesen Wert für V in die Gleichungen (3) und (4) ein und integrieren, so erhalten wir die Gleichung des Strahls in folgender Form (siehe z.B. Sawarenski, 1960, S. 278)

$$\left(\Delta - \frac{V_0}{\beta \cos^2 e_0} \right)^2 + \left(z + \frac{V_0}{\beta} \right)^2 = \frac{V_0^2}{\beta^2 \cos^2 e_0} = r^2 \quad (5)$$

Dieser Strahl ist ein Kreisbogen mit dem Zentrum auf der Geraden $z = -\frac{V_0}{\beta}$, die parallel zur Erdoberfläche ist (Abb. 18). Der Radius r des Bogens und die Abszisse des Zentrums hängen von dem Austrittswinkel e_0 ab. Ändern wir e_0 , so erhalten wir die Schar dieser Strahlen.

Aus der Abb. (18) ist ersichtlich, daß gilt:

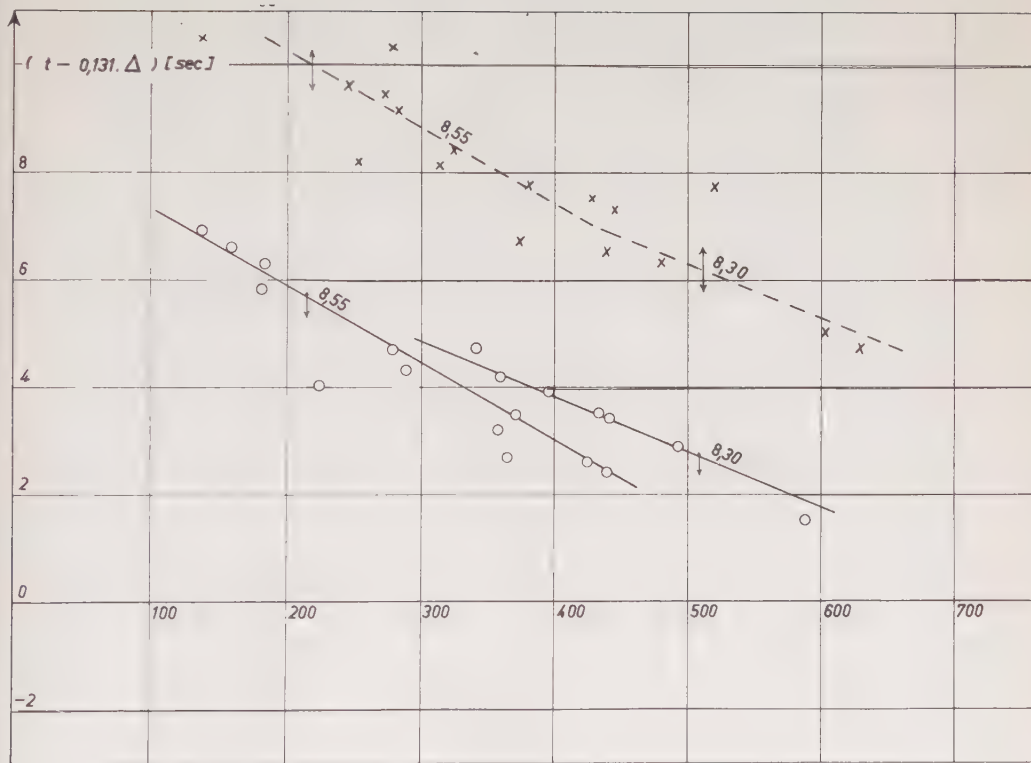


ABB. 16

RED. LAUFZEITKURVEN

— P_{n_1} - WELLE

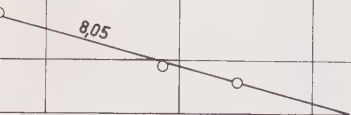
- - - P_{n_2} - WELLE

x

Entfernung Δ [km]

800 900 1000 1100 1200 1300 1400

9,05



$$r = \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + \frac{V_0^2}{\beta^2}} \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} e_0 = \frac{\Delta \beta}{2 V_0} \quad (7)$$

Daraus läßt sich die Länge der seismischen Strahlen bei verschiedener Epizentral-entfernung berechnen.

Die gegebene Lösung des Integrals (4) ergibt die Laufzeit der Welle. Sie ist

$$T = \frac{2}{\beta} \operatorname{Ar} \sin \frac{\Delta \beta}{2 V_0} \quad (8)$$

Zusammenhang zwischen mittlerer scheinbarer und mittlerer wahrer Geschwindigkeit:

Unter der Annahme linearer Änderung der Geschwindigkeit mit der Tiefe $V(z) = V_0 + \beta z$, konnten die Bahn und die Laufzeit der seismischen Strahlen am einfachsten bestimmt werden. Hieraus lassen sich die mittlere scheinbare und die mittlere wahre Geschwindigkeit mit Hilfe der oben abgeleiteten Formeln (6) und (7) berechnen. In Abb.19) ist die berechnete scheinbare und wahre Geschwindigkeit gegen die Epizentralentfernung Δ aufgetragen worden. Bei dieser Berechnung wurde $V_0 = 6,4$ km/sec angenommen. Aus den Kurven ersieht man, daß die Differenz zwischen den beiden Geschwindigkeiten mit der Zunahme der Entfernung größer wird. Für gleiche Entfernungen wächst die Differenz mit zunehmenden β .

Weiter stellen die Kurven in der Abb.(20) die Änderung dieser Differenz mit der Epizentralentfernung Δ dar. Bei kleinen Entfernungen wächst mit zunehmendem Δ die Differenz zwischen den beiden mittleren Geschwindigkeiten langsamer als bei großen Entfernungen.

Die mittleren scheinbaren und mittleren wahren Geschwindigkeiten seismischer Modelle der Erdkruste:

Oben haben sich aus der gemeinsamen Bearbeitung der sieben mitteleuropäischen Beben die in der Fig.(12), (15) und (16) wiedergegebenen Laufzeitkurven der $\bar{P}_1$ -, der P_1^* -, der P_2^* -

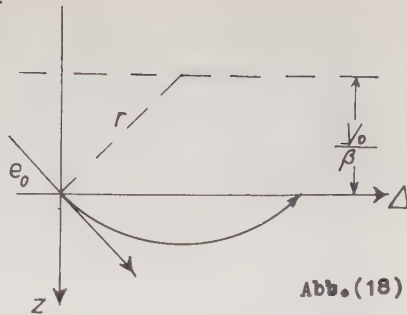


Abb.(18)

und der P_{n1} -Welle ergeben. Obwohl sich gezeigt hat, daß die Laufzeitkurven sich in mehrere geradlinige Teilabschnitte gliedern, folgen wir bei dieser Betrachtung der bisher üblichen Handhabung und legen durch alle zu einer Welle gehörigen Meßwerte eine einheitliche mittlere Gerade. Auf diese Weise erhalten wir für die betreffende Welle eine mittlere scheinbare Geschwindigkeit. Wir geben nun zwei ausgewählte Modelle vor und untersuchen, wie die Verteilung der wahren Geschwindigkeiten für die einzelnen Zonen der Erdkruste aussehen müßte.

Modell (a):

Wir nehmen an, die Erdkruste sei zwischen den Sedimenten und der Mohorovičić-Diskontinuität aus drei Zonen aufgebaut. Innerhalb jeder Zone soll die Geschwindigkeit der elastischen Wellen linear mit der Tiefe zunehmen, an den Grenzflächen soll aber noch ein Geschwindigkeitsprung vorhanden sein. Die Zonen seien durch die scheinbaren Geschwindigkeiten der ihnen zugeordneten Longitudinalwellen charakterisiert. Es sind dies die Werte: 5,59, 6,46 und 7,12 km/sec. Diese Geschwindigkeitswerte sollen gleichzeitig die Materialgeschwindigkeiten an der Oberkante der betreffenden Zone sein. Weiterhin geben wir noch die Mächtigkeiten der einzelnen Zonen zu 19, 16 und 10 km vor.

Wir fragen nun, wie groß der Geschwindigkeitsgradient β in den Zonen werden darf, damit diejenigen Strahlen, die bei km 0 in die Zone eintauchen und bei km 1000 die Oberkante wieder erreichen, im Scheitelpunkt des Wellenweges gerade die Unterkante derselben berühren. Zur Beantwortung der Frage können die obigen Formeln (6), (7) und (8) herangezogen werden. (Siehe auch die Definitionen der mittleren Geschwindigkeiten V_w und V_s .)

Die Berechnung ergibt, daß β äußerst klein sein muß, daß also die Geschwindigkeitsänderung innerhalb der Zonen praktisch nicht feststellbar ist (s. Tabelle (9)). Die Erhöhung der Geschwindigkeit mit der Tiefe beträgt maximal ein bis zwei Einheiten in der zweiten Dezimale hinter dem Komma. Dies bewirkt, daß sich die Laufzeiten der Wellen im Vergleich zur Ausbreitung derselben in einer Zone konstanter

ABB. 19

ZUSAMMENHANG ZWISCHEN V_w UND V_s

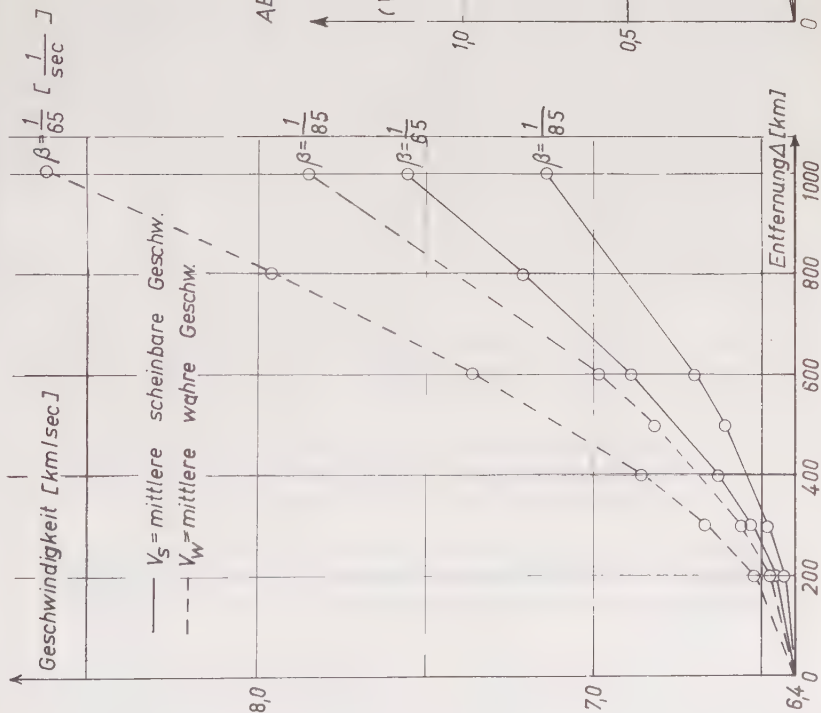


ABB. 20

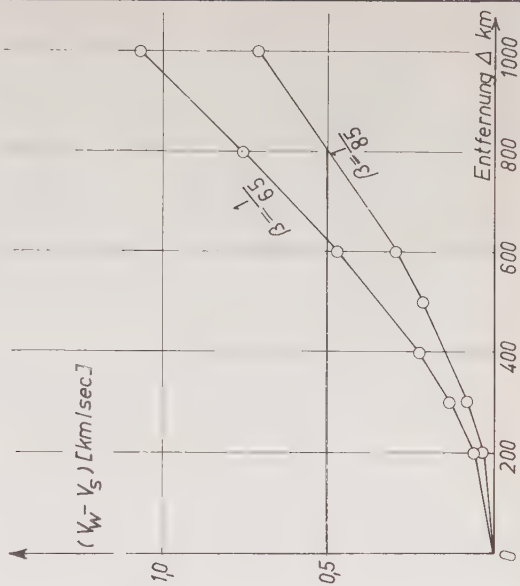


Tabelle 9
 V_w und V_s für die Modelle (a) und (b)
Modell (a)

Zone der Erd- kruste	Ent- fer- nung Δ km	Lauf- zeit T sec	Radius r km	V_w km/sec	V_s km/sec	Diffe- renz $V_w - V_s$ km/sec	Anfangs- geschwin- digkeit V_0 (km/sec)	Geschwindig- keitsgradient β (sec $^{-1}$)
erste	500	89,423	6578,6	5,593	5,591	0,002	5,59	$\frac{1}{1176}$
"	1000	178,728	6592,83	5,600	5,595	0,005	5,59	"
zweite	500	77,372	7807,68	6,463	6,462	0,001	6,46	$\frac{1}{1208}$
"	1000	154,696	7819,68	6,468	6,464	0,004	6,46	"
dritte	500	70,225	12498,1	7,121	7,120	0,001	7,12	$\frac{1}{1755}$
"	1000	140,40	12505,6	7,124	7,122	0,002	7,12	"
<u>Modell (b)</u>								
erste	200	35,694	844,44	5,617	5,603	0,014	5,59	$\frac{1}{150}$
"	300	53,388	851,81	5,649	5,619	0,030	5,59	"
"	500	88,17	874,96	5,75	5,67	0,08	5,59	"
"	1000	169,695	976,26	6,19	5,89	0,30	5,59	"

Geschwindigkeit nur maximal um einige Zehntelsekunden ändern. In derselben Größenordnung liegt auch die Meßgenauigkeit für die Laufzeiten. Dieses Modell, das aus seismologischen Überlegungen ausgewählt worden ist, lehrt, daß die bisherige Auffassung von der Ausbreitung der von Nahbeben ausgestrahlten elastischen Impulse keinen Raum für merkbare Geschwindigkeitsgradienten innerhalb der Zonen läßt. Bei diesem Modell sind die Unterschiede zwischen den mittleren scheinbaren und mittleren wahren Geschwindigkeiten ebenfalls so gering, daß sie praktisch nicht feststellbar sind. Die Auswertung nach der Formel der angewandten Seismik für konstante Geschwindigkeit liefert richtige Werte.

Modell (b):

Es sei angenommen, daß an den Zonengrenzflächen kein Sprung in den Geschwindigkeiten auftritt. Sie sollen stetig ineinander übergehen. Nur die Gradienten sollen sich ändern. Um Unterschiede zwischen der mittleren scheinbaren und mittleren wahren Geschwindigkeit zu erhalten, ist der Koeffizient β etwa zehnmal größer angenommen worden, als er sich bei Modell (a) ergeben hat (s. Tabelle (9)). Offen bleibt in diesem Falle die Mächtigkeit der einzelnen Zonen.

Für die erste Zone läßt sich für verschiedene Epizentralentfernungen die mittlere scheinbare Geschwindigkeit V_s und die Differenz zwischen der mittleren wahren und der mittleren scheinbaren Geschwindigkeit berechnen. Damit hat man auch den Verlauf der mittleren wahren Geschwindigkeit V_w (s. Abb. (12)). Während die mittlere scheinbare Geschwindigkeit V_s mit zunehmender Entfernung erst stärker und später weniger stark abnimmt, nimmt die mittlere wahre Geschwindigkeit zuerst etwas mit der Entfernung vom Bebenherd ab, bleibt aber später konstant. Dieser Verlauf bezieht sich aber nur auf den speziellen Wert von β .

Damit aber die Geschwindigkeit innerhalb der Zone bei dem vorgegebenen Gradienten von $\beta = 1/150$ (1/sec) vom Wert $V = 5,59$ an der Oberkante auf $V = 6,46$ km/sec an der Unterkante ansteigt, muß die Mächtigkeit der Zone etwa 140 km betragen. Die Mächtigkeiten der anderen beiden Zonen müßten in derselben Größenordnung liegen. Bei diesem Modell müßte

also die Erdkruste 300 bis 400 km dick sein, was mit anderen Beobachtungen nicht in Einklang zu bringen ist.

Man ersieht aus den beiden Modellen, daß zwischen den geologisch-mineralogischen Auffassungen und den seismologischen Auffassungen über den Aufbau der Erdkruste noch wesentliche Diskrepanzen bestehen, die noch zu klären sind.

Die gemessenen Werte für die Geschwindigkeit der seismischen Wellen im Sediment, bzw. ihre Änderung mit der Tiefe scheinen sehr verschieden zu sein. Sie sind von den einzelnen Orten stark abhängig. Aus elf Bohrlochmessungen erhielt J o h n (1956) im Westteil des deutschen Molasse-troges einen vertikalen Geschwindigkeitsgradienten von $0,64 \text{ (m/sec)/m}$. Dabei wurden etwa 4000 m als tiefster Messpunkt erreicht. P a l m e (1955) hat aus einer Bohrlochmessung bis zur Tiefe von 1960 m im westlichen Alpen-Vorland einen Geschwindigkeitsgradienten von $1,17 \text{ (m/sec)/m}$ bestimmt. Da der gemessene Geschwindigkeitsgradient im Sediment meistens groß ist, wird der Wellenstrahl stark gekrümmt. Wegen der großen Krümmung verlaufen diejenigen seismischen Strahlen, die die Oberkante des Kristallins erreichen, im Sediment fast vertikal. In den obigen Modellen (a) und (b) sind die Geschwindigkeitsgradienten so bestimmt, daß der vom Herd ausgehende seismische Strahl unter bestimmten vorgeschriebenen Bedingungen in einer Epizentralentfernung von 1000 km die Oberfläche erreichen soll. Betrachtet man die Gradienten im Sediment, so sieht man, daß der horizontale Anteil des Weges, den ein seismischer Strahl im Sediment zurücklegt, im Verhältnis zu 1000 km Epizentralentfernung nicht beachtlich ist. Damit ist ein wesentlicher Einfluß des Geschwindigkeitsgradienten im Sediment auf die in dieser Arbeit berechneten Gradienten für die Modelle (a) und (b) nicht zu erwarten.

VII. Mächtigkeit der Erdkruste in Mitteleuropa:

Bisher hat es sich gezeigt, daß die Erdkruste aus 3 Zonen aufgebaut ist (zwischen dem Sediment und dem Mantel (siehe Abb. (21)). Die Mächtigkeit der einzelnen Zonen wird an verschiedenen Orten als variabel angenommen. Dieser Abschnitt soll ein allgemeines Bild von der Mächtigkeit der Zonen im Kristallin vermitteln.

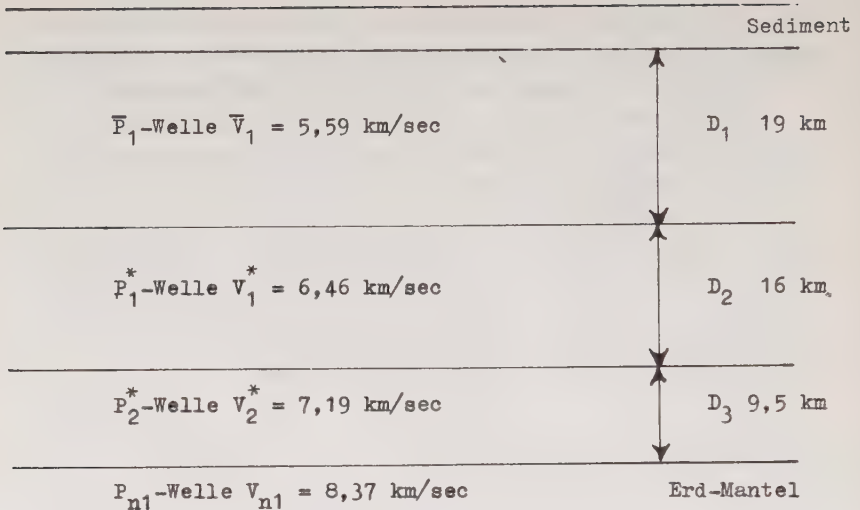


Abb.21 Zonen und dazu gehörige primäre Wellen der Erdkruste in Mitteleuropa

Die Epizentralentfernung Δ^* in der sich die beiden Laufzeitkurven der $\bar{P}_1$ - und P_1^* - Wellen schneiden, ergibt die Dicke der ersten Zone im Kristallin D_1 und zwar nach der Formel:

$$\Delta^* = (2D_1 - h) \sqrt{\frac{V_{\bar{P}_1} + V_{P_1^*}}{V_{\bar{P}_1} - V_{P_1^*}}}, \quad (1)$$

wobei V die Geschwindigkeit der Wellen ist. Aus den Laufzeitgleichungen der beiden Wellen berechnet sich ein Δ^* von 122 km. Mit Hilfe der Formel (1) ist die errechnete Dicke der ersten Zone etwa 21 km.

Wenn man die Mächtigkeit der Zone an verschiedenen Stationen (Orten) aber berechnet, ist die mittlere Dicke 19 km (s. Tabelle (10)). Die in der Tabelle angegebenen Stationen weisen die meisten P - Einsätze auf. Bei dieser Berechnung

Tabelle 10

Die Mächtigkeit der Zonen der Erdkruste unter dem Sediment
ermittelt aus den Zeitgliedern A₁

Erdbeben- station	Dicke der ersten Zone D ₁ km	Dicke der zweiten Zone D ₂ km	Dicke der dritten Zone D ₃ km
Straßburg	17	20	--
Göttingen	23	13	--
Zürich	17	--	8,2
Paris	--	--	10
Jena	--	15	10
Mittelwert	19	16	9,5

ist die Herdtiefe h unter dem Sediment zu 9 km angenommen worden. Außerdem wurden meistens die in der Arbeit errechneten Sedimentdicken verwendet. Die Mächtigkeiten lassen sich aus den einzelnen Stationen nur ungenau bestimmen. Eine Ungenauigkeit von 0,1 sec. in den Zeitgliedern der Station (A_j) erzeugt einen Fehler in der Mächtigkeit von ± 1 km. Außerdem macht ein Fehler von 1 km in der verwendeten Sedimentdicke eine Streuung von etwa 1,5 km in der Mächtigkeit jeder einzelnen Zone aus.

Analog der ersten Zone sind die Mächtigkeiten der zwei nachfolgenden Zonen D_2 und D_3 an verschiedenen Stationen berechnet worden. Nah der Tabelle beträgt die mittlere Mächtigkeit der zwei Zonen 16 und 9,5 km.

Danach ist die Dicke der Erdkruste in Mitteleuropa etwa 45 km.

Die Mächtigkeit der Erdkruste ermittelt aus Erdbeben und Sprengungen:

Im vorstehenden Abschnitt ist die mittlere Mächtigkeit der Erdkruste aus Beobachtungen von Nahbeben zu 45 km bestimmt worden. Bei allen heute vorliegenden Bearbeitungen von Beobachtungen bei Großsprengungen haben sich Werte für die Dicke der Erdkruste ergeben, die wesentlich kleiner sind als der obige Wert. Dieser ist aber in Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Bebenbearbeitungen. Die aus Sprengungen abgeleiteten Werte liegen zwischen 30 und 40 km, im europäischen Raum liegen sie zwischen 30 und 35 km. Wie läßt sich dieser Unterschied erklären?

Erdbebenbeobachtungen reichen bis 1000 km Entfernung und weiter, während bei Sprengungen 300 km selten überschritten werden. Bei Erdbeben ist bisher immer durch alle Einsätze eine Laufzeitgerade gelegt worden. Für die $\bar{P}$ -Welle hat man dabei immer eine Geschwindigkeit um 5,6 km/sec erhalten. Bei der obigen gemeinsamen Bearbeitung der Beben hat sich gezeigt, daß die Laufzeitkurve in vier geradlinige Abschnitte unterteilt ist (Abb.(12)). Für den ersten Abschnitt, der bis etwa 300 km reicht, ergibt sich eine Ausbreitungsgeschwindigkeit von 6,07 km/sec. Dieser Wert stimmt mit den

den Werten gut überein, die man bei Sprengungsbeobachtungen erhält. Die Laufzeitgerade des ersten Abschnittes der $\bar{P}_1$ -Welle wird von der Laufzeitgeraden der P_1^* -Welle in einer Entfernung von etwa 111 km geschnitten. Unter Benutzung der Formel (1) errechnet sich aus den erwähnten neuen Größen eine Dicke für die erste Zone von etwa 14 km. In diesem Bereich liegen auch die Mächtigkeiten für die erste Zone, die aus Registrierungen von Sprengungen abgeleitet werden.

Diese Übereinstimmung darf aber nicht darüber hinwegtäuschen, daß das Problem der Dickenberechnung für die einzelnen Zonen heute mehr denn je problematisch erscheint. Die Überlegungen, die mit den beiden Modellen angestellt worden sind, und noch mehr die Aufgliederung der Laufzeitkurven der einzelnen Wellen in jeweils drei oder vier Abschnitte, deuten darauf hin, daß die Ausbreitung der elastischen Wellen in der Erdkruste wesentlich schwieriger und komplizierter ist, als wir uns das bisher vorgestellt haben. Hier müssen wir uns auf den Hinweis auf notwendige Korrekturen unserer Vorstellungen über die Seismologie in der Erdkruste beschränken. Erwähnt sei nur noch, daß die in der Luftseismik für den anomalen Schall erhaltenen Laufzeitkurven sich auch in mehrere Äste gliedern. Die Laufzeitkurve der P_1^* -Welle hat sehr große Ähnlichkeit mit der des anomalen Schalles. Für letzteren kennt man heute die Geschwindigkeitsverteilung mit der Höhe.

Zusammenfassung:

Aus der Literatur sind die von verschiedenen Autoren vorgenommenen Auswertungen von sieben mitteleuropäischen Erdbeben ausgesucht und die von den Autoren angegebenen Laufzeiten für die verschiedenen Wellen an mehreren Stationen einer gemeinsamen Auswertung unterzogen worden. Aus den Beziehungen für die Laufzeiten der einzelnen Wellen, wie sie vom Refraktionsverfahren her bekannt sind, sind unter Verwendung der Methode der kleinsten Quadrate aus allen beobachteten Einsatzzeiten, die einer Welle zuzuordnen sind, die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit für diese Welle, die Herdzeiten der einzelnen Beben und die Sedimentmächtigkeiten unter jeder Station ermittelt worden.

Für die drei bekannten Refraktionswellen in der Erdkruste, die in der Seismologie mit $\bar{P}$, P^* und P_n bezeichnet werden, haben sich die Geschwindigkeiten $\bar{V} = 5,59$ km/sec, $V^* = 6,46$ und $V_n = 8,37$ km/sec ergeben. Die entsprechenden Geschwindigkeiten, die sich aus den Einzelbearbeitungen der Beben ergeben haben, streuen um diese Werte. Über die Ergebnisse der Einzelbearbeitungen hinaus hat die gemeinsame Bearbeitung gezeigt, daß sich noch weitere Wellen in der Erdkruste fortpflanzen. In der Seismik ist das Auftreten von sogenannten "parallelen" Wellen bekannt. Es sind dies Wellen, die einer ersten Refraktionswelle in einem bestimmten Abstand folgen. Die Neubearbeitung hat gezeigt, daß sich die $\bar{P}$ -Welle in zwei "parallele" Wellen aufspaltete, in die $\bar{P}_1$ - und die $\bar{P}_2$ -Welle. Dasselbe ist für die P_n -Welle der Fall, hier müssen wir unterscheiden zwischen P_{n1} - und P_{n2} -Welle, die sich mit derselben Geschwindigkeit ausbreitet. Im Falle der $\bar{P}$ -Welle ist die erste direkt gelaufen, während die zweite einen Umweg über eine Reflexion an einer Grenzfläche gemacht haben dürfte, wodurch die Verzögerung aufgetreten ist. Die P_{n2} -Welle ist vermutlich erst nach oben zur Oberkante des Kristallins gelaufen und nach der Reflexion an derselben erst nach unten. Aus der Verzögerungszeit dieser Welle gegenüber P_{n1} errechnet sich eine mittlere Herdtiefe für die mitteleuropäischen Beben von 11 km unter dem Sediment.

Dies bestärkt die verbreitete Ansicht, daß die seismische Aktivität Mitteleuropas in der ersten Zone der Erdkruste ihren Sitz hat.

Die gemeinsame Bearbeitung der sieben Beben hat auch eine Zerteilung der P^* -Einsätze gebracht. Neben der bekannten P^* -Welle, die an der C o n r a d - Diskontinuität mit der Geschwindigkeit 6,46 km/sec entlangläuft, und die in dieser Arbeit mit P_1^* -Welle bezeichnet wird, ist noch eine weitere Welle, die mit P_2^* -Welle bezeichnet wird, zu beobachten. Sie breitet sich mit der Geschwindigkeit 7,19 km/sec längs einer Grenzfläche aus, die zwischen der C o n r a d - und der M o h o r o v i č i ć - Diskontinuität liegt.

Entlang der vier in dieser Arbeit festgestellten Grenzflächen im tieferen Untergrund des mitteleuropäischen Raumes laufen die vier Longitudinalwellen: $\bar{P}_1$, P_1^* , P_2^* und P_{n1} . Die Mächtigkeiten der dazwischenliegenden Zonen (unterhalb der Sedimente) haben sich zu 19, 16 bzw. 10 km ergeben.

Diese Zahlen sind aus den Laufzeitgeraden berechnet worden, die durch alle Einsätze einer Welle gelegt worden sind. Die neue Bearbeitung der Bebenbeobachtungen in dieser Arbeit hat aber gezeigt, daß die Laufzeitkurven der Wellen in mehrere Abschnitte, bis zu vier, sich gliedern. Die Einsätze der einzelnen Abschnitte liegen auf Geraden. Die Geraden der verschiedenen Abschnitte sind aber gegeneinander versetzt und geben auch zum Teil andere Geschwindigkeitswerte. Hier zeigt es sich, daß der erste Abschnitt der $\bar{P}_1$ -Welle eine Geschwindigkeit von 6,07 km/sec besitzt. Dieser Wert stimmt gut mit dem überein, den man für diese Welle aus Sprengungsbeobachtungen ableitet. Damit ist eine Annäherung der aus Bebenregistrierungen und aus Sprengungsbeobachtungen abgeleiteten Ergebnisse erzielt. Benutzt man für diese Mächtigkeitsberechnung der ersten Zone die Laufzeitgerade des ersten Abschnittes von $\bar{P}_1$, so verringert sich diese von 21 km auf 14 km. Für die gesamte Dicke der Erdkruste ergibt sich damit auch nur 38 km. Aus Sprengungsaufzeichnungen wurden entsprechende Werte zwischen 30 und 40 km abgeleitet.

Es erscheint wahrscheinlich, daß die Geschwindigkeit in den einzelnen Zonen der Erdkruste mit der Tiefe zunimmt. Die Tatsache, daß die Wellen der Nahbeben bis 1000 km Entfernung zu beobachten sind, läßt nur einen verschwindend kleinen Geschwindigkeitsgradienten nach der Tiefe zu. Andererseits führt die Annahme, daß die Geschwindigkeit in der Erdkruste kontinuierlich von 5,6 bis über 8 km/sec ansteigt, zu Mächtigkeiten derselben, die indiskutabel sind. Die Gliederung der Laufzeitkurve in mehrere Abschnitte zeigt an, daß die Ausbreitung der Erdbebenwellen in der Erdschale wesentlich schwieriger zu sein scheint, als man dies bisher angenommen hat.

Angeführte Literatur.

- Caloi, P.: Ricerche su terremoti ad origine vicina scosse del Cansiglio dell' ottobre 1936. La Ricerca Scientifica, Vol.II, S.408, 1938.
- Conrad, V.: Das Schwadorfer Beben vom 8. Oktober 1927. Gerl. Beitr. z. Geophysik, B.20, S.240, 1928
- Förtsch, O.: Analyse der seismischen Registrierungen der Großsprengung bei Haslach im Schwarzwald am 28. April 1948. Geol. Jahrb. B.66, S.65-80, 1951.
- Gees, R.: Die Wellenausbreitung der Erdbeben vom 20. November 1932 (Nordbrabant) und 7. Juni 1931 (Doggerbank) Zeitschr. f. Geophysik B. XIII, S.159-179, 1937.
- Godin, J. A. und Egerkin, A. V.: der Bau der Erdkruste im Südosten der Russischen Plattform nach Ergebnissen regionaler seismischer Arbeiten. Bergakademie Nr. 6, S. 420, 1961.
- Gräfe, H.: Das Nordtiroler Beben vom 8. Oktober 1930. Zeitschr. f. Geophysik, S.144, 1932.
- Großmann, W.: Grundzüge der Ausgleichsrechnung. Springer-Verlag Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1954.
- Gutenberg, B.: Das Rheinlandbeben. Gerl. Beitr. z. Geophysik, B.23, S.22, 1929.
- Gutenberg, B.: Travel-time curves at small distances and wave-velocities in southern California. Gerl. Beitr. z. Geophysik, S.6, 1932.
- Inglada, V.: Die Berechnung der Herdkoordinaten eines Nahbebens. Gerl. Beitr. z. Geophysik, B.19, H.1, 1928.
- Jeffreys, H.: On near Earthquakes. Month. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl., Vol.1, No.8, 1926.
- John, H.: Das Geschwindigkeitsproblem im Bereich der schwäbischen Vorlandsmolasse. Erdöl und Kohle, S.290, 1956.
- Mohorovicic, A.: Das Beben vom 8.10.1909. Jahrb. d. meteorolog. Observatoriums in Agram. Jahrg. IX, IV. Teil, Abschnitt 1, 1909
- Palme, W.: Die seismischen Geschwindigkeiten in der Bohrung Scherstetten 1. Geologica Bavarica, S.144, 1955.

Petrushevski, B.A.: Geological Conditions for the Occurance
of Earthquakes. Sov.Geol. Nr. 2, 1960.

oder

Solovev, S.L.: Statistical distribution of earthquakes and
Tectonic structure of seismic Zones. Bull.
(Izvestija) Academy of Sciences, U.S.S.R.
Geophys.series, Nr.1, S.13, January 1961.

Reich, H., Schulze, G.A., Förtsch, O.: Das geophysikalische
Ergebnis der Sprengung von Haslach im südlichen
Schwarzwald am 28. und 29. April 1948. Geol.Rdsch.,
36, S.86, 1948.

Rosowa, J.e.A.: Arb.des seism.Inst.der Akad.Wiss.UdSSR., Nr.72
1936.

Sawarenski, E.F. und Kirnes D.P.: Elemente der Seismologie und
Seismometrie. Akademie-Verlag, Berlin 1960.

Stoneley, R.: Some near Earthquakes reported in the "Internal
Seism. Summary Month.Not.Roy.Astr.Soc., Geophys.
Suppl., Vol.2, Nr. 7, S.349, 1931.

Tillotson, E.: On an Earthquake near Imotski, Yugoslavia, 1923
March 15. Month.Not. Roy.Astr.Soc., Geophys.,
Suppl., Vol.2, No. 8, 1931.

Wiechert, E.: Entfernungsberechnung von Orten bei kleineren
Abständen. Zeitschr.f.Geophysik, S.177, 1924/25.

Wiechert, E. und G.Herglotz: Handbuch der Experimentalphysik(1931)
Geophysik, Teil 2, S.555.

Lebenslauf

Ich, Agaibi Gergawi BIKHIT, wurde am 5.3.1927 in Giza-Kairo als Sohn des Beamten Gergawi BIKHIT und seiner Ehefrau Sophia geboren. Nach fünfjährigem Besuch der Volksschule und fünfjährigem Besuch des Gymnasiums studierte ich von 1944 bis 1950 an der Universität Kairo die Fächer Physik, reine und angewandte Mathematik, sowie Chemie. Die letzten vier Semester waren hauptsächlich der Physik und der reinen Mathematik gewidmet. Das Studium ist mit der Prüfung des B.Sc. (Bachelor of Science) mit dem Prädikat "sehr gut" abgeschlossen worden. Von 1950 bis 1953 studierte ich am Institute of Observations der Universität Kairo Geophysik. In diesen 3 Jahren habe ich zugleich als Assistent beim Unterricht der Studenten im Fach Geophysik am Institute of Observations der Universität Kairo mitgeholfen. Das Studium wurde 1953 mit dem "Diploma of Observations" abgeschlossen.

Von 1950 bis 1958 war ich Observator am Observatorium Helwan. In den Jahren 1950 - 55 habe ich selbständig folgende Arbeiten ausgeführt: absolute Messungen der erdmagnetischen Elemente und die Betreuung der magnetischen und seismischen Registrierungen. Ferner bearbeitete ich in dieser Zeit die magnetischen Messungen der Jahre 1946 und 1947 am Observatorium Helwan, die in den Jahresberichten des Observatoriums 1954 und 1955 veröffentlicht wurden.

1955 - 58 habe ich bei den obengenannten Arbeiten nur mitgeholfen; dafür war mir die Bearbeitung der Seismogramme und der seismischen Berichte übertragen.

Im Mai 1958 setzte ich mein Studium in Geophysik am Institut für Angewandte Geophysik der Universität München fort. Dies wurde mir durch ein Stipendium der Universität Kairo ermöglicht. In der Zwischenzeit fertigte ich am genannten Institut unter der Anleitung meines verehrten Lehrers, Herrn Prof.Dr.G.Angenheister und Priv.-Doz. Dr.O.Förtsch, meine Dissertation an.

